Office - Peters Hall

Physikalische Zeitschrift

1926 begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 19 u. 20. Ausgegeben am 15. Oktober 1926. No. 719—720. Printed in Germany. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

Aug. Huber, Untersuchungen über den magneto-elektrischen Richteffekt. S. 619—627.

S. Ray, Über die Verwandlung eines Linienspektrums in ein kontinuierliches Spektrum bei Durchgang durch eine Absorptionslösung von gewissen kritischen Dichten. S. 627—630.

L. Schames, Die Kurve idealer Ausdehnung. S. 630—631.

W. Dällenbach, Die ponderomotorischen Kräfte auf ein Dielektrikum. S. 632—635.

H. Hellmann u. H. Zahn, Über die Dielektrizitätskonstante verdünnter wäßriger Elektrolytlösungen. S. 636—640.

H. Th. Wolff, Energetische Betrachtungen über die radioaktive Strahlung. S. 640—642.

W. Lenz, Das Gleichgewicht von Materie und Strahlung in Einsteins geschlossener Welt. S. 642—645.

E. Loedel, Die Form der Raum—Zeit-Oberfläche eines Gravitationsfeldes, das von einer punktförmigen Masse herrührt. S. 645—648.

Besprechungen:

H. Dingler, Der Zusammenbruch der Wissenschaft. S. 648—649.

C. F. Elwell, Der Poulsen-Lichtbogengenerator. S. 649.

W. Schmidt, Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen. S. 649—650.

F. Berger, Das Gesetz des Kraftverbrauches beim Stoß. S. 651.

O. Hahn, Was lehrt uns die Radioaktivität über die Geschichte der Erde? S. 651—652.

L. Heffter, Was ist Mathematik? S. 652.

R. Fueter, Das mathematische Werkzeug des Chemikers, Biologen und Statistikers. S. 652—653.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1926—1927. S. 653—658.

Personalien. S. 658.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Wissenschaftliche Optik

aus

Kalkspat
Quarz
Flußspat
Gips u. Glimmer
Steinsalz
Glas

B. Halle Nachfl.
Optische Werkstätten
Berlin-Steglitz.

Überragend
sind unsere überall bekannten
aschefreien Filter Nr. 589 u. 590.

Mit unseren
Rundfiltern
Faltenfiltern
Extraktionshülsen
Filtrirpapieren in Bogen
bilden sie unentbehrliche Hilfsmittel für jedes Laboratorium.

Unsere Preisliste, ein Wegweiser für jeden Interessenten, versenden wir kostenfrei.

Carl Schleicher & Schüll
DÜREN, Rheinl.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 19/20. 15. Oktober 1926. Redaktionsschluß für No. 22 am 5. November 1926. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

Aug. Huber, Untersuchungen über den magneto-elektrischen Richteffekt. S. 619.

S. Ray, Über die Verwandlung eines Linienspektrums in ein kontinuierliches Spektrum bei Durchgang durch eine Absorptionslösung von gewissen kritischen Dichten. S. 627.

L. Schames, Die Kurve idealer Ausdehnung. S. 630.

W. Dällenbach, Die ponderomotorischen Kräfte auf ein Dielektrikum. S. 632.

H. Hellmann u. H. Zahn, Über die Dielektrizitätskonstante verdünnter wäßriger Elektrolytlösungen. S. 636.

H. Th. Wolff, Energetische Betrachtungen über die radioaktive Strahlung. S. 640.

W. Lenz, Das Gleichgewicht von Materie und Strahlung in Einsteins geschlossener Welt. S. 642.

E. Loedel, Die Form der Raum—Zeit-Oberfläche eines Gravitationsfeldes, das von einer punktförmigen Masse herrührt. S. 645.

Besprechungen:

H. Dingler, Der Zusammenbruch der Wissenschaft. S. 648.

C. F. Elwell, Der Poulsen-Lichtbogengenerator. S. 649.

W. Schmidt, Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen. S. 649.

F. Berger, Das Gesetz des Kraftverbrauches beim Stoß. S. 651.

O. Hahn, Was lehrt uns die Radioaktivität über die Geschichte der Erde? S. 651.

L. Heffter, Was ist Mathematik? S. 652.

R. Fueter, Das mathematische Werkzeug des Chemikers, Biologen und Statistikers. S. 652.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1926/27. S. 653.

Personalien. S. 658.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Untersuchungen über den magneto-elektrischen Richteffekt.

Von Aug. Huber.

Einführung.

Zur Ableitung des Curieschen Gesetzes über die Temperaturabhängigkeit des Paramagnetismus benutzt P. Langevin[1]) die Vorstellung, daß ein paramagnetisches Molekül ein mit ihm starr verbundenes magnetisches Moment besitze und daß bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes die Moleküle sich mit ihren magnetischen Achsen nach Maßgabe der Temperaturbewegung in Richtung des Feldes einstellen.

Bringt man somit paramagnetische Moleküle, die zugleich ein elektrisches Moment besitzen, in ein konstantes Magnetfeld, so sollte auf Grund des Langevinschen molekularen Bildes auch eine elektrische Polarisation zustande kommen. Nur dann, wenn beide Momente senkrecht aufeinander stehen, sollte der Effekt fehlen.

Es müßte also möglich sein, solche Moleküle sowohl durch ein konstantes Magnetfeld elektrisch zu richten, als auch durch ein konstantes elektrisches Feld magnetisch einzustellen.

Solche Versuche sind schon von A. Perrier[2]) und Mitarbeitern gemacht worden. Sie schickten einen elektrischen Strom durch ein ferromagnetisches Material und suchten nach einer Magnetisierung in der Stromrichtung. Fraglich ist von vornherein, ob elektrische Atommomente vorhanden sind und ob man mit einer freien Drehbarkeit rechnen darf. Die anfänglich positiven Resultate wurden aber durch spätere genauere Versuche nicht bestätigt[1]).

Dasselbe Ziel hatten Versuche von Szivessy[2]) an anisotropen Flüssigkeiten, deren Moleküle man sich als lange Stäbchen vorstellt, die nach Born[3]) elektrische Dipole sind. Szivessy versuchte, solche Flüssigkeiten dadurch elektrisch zu polarisieren, daß er die Moleküle mittels eines Magnetfeldes einstellte. Obwohl eine magnetische Einstellung nachgewiesen wurde, konnte keine elektrische Einstellung beobachtet werden.

Dieses negative Resultat versuchte L. S. Ornstein[4]) damit zu erklären, daß eine kristalline Flüssigkeit als ein Aggregat von kleinen Kriställchen aufgefaßt werden müsse, so daß in diesem Falle die Orientierung kein molekularer Effekt wäre.

Das Fehlen des elektrischen Richteffektes sowohl bei den Versuchen von A. Perrier wie bei denjenigen von Szivessy darf somit nicht ohne weiteres dahin gedeutet werden, daß das Langevinsche Bild von der molekularen Einstellung der Wirklichkeit widerspreche. Eine einwandfreie Prüfung in dieser Hinsicht kann

1) P. Langevin, Journ. de phys. (4) **4**, 678, 1905.
2) A. Perrier, Arch. de Genève (5) **4**, 373, 1922; A. Perrier u. J. Staring, Arch. de Genève (5) **5**, 353, 1923.

1) A. Perrier u. Borel, Arch. sc. phys. et nat. **7**, 289 u. 375, 1925.
2) Szivessy, Zeitschr. f. Phys. **34**, 474, 1925.
3) Born, Berl. Ber. 1916, S. 614; Born u. Stumpf, Berl. Ber. 1916, S. 1043; Born, Ann. d. Phys. **55**, 221, 1918.
4) L. S. Ornstein, Ann. d. Phys. **74**, 445, 1924.

nur an vollkommen frei beweglichen Molekülen gemacht werden.

Die vorliegende Arbeit hatte als erstes Ziel, den magneto-elektrischen Richteffekt an Gasen zu prüfen und ist auf Veranlassung von Herrn Prof. P. Debye entstanden.

I. Teil. Der magneto-elektrische Richteffekt an Gasen.

1. Theorie des Effektes und Methode zu dessen Nachweis.

Unter den wenigen als paramagnetisch bekannten Gasen ist Stickoxyd vielleicht das einzige, dessen Moleküle elektrische Dipole sind. Das Gas wurde in einem Quarzgefäß K zwischen die Pole M eines Weißschen Magneten gebracht. Zwei Kondensatorplatten P, die senkrecht zum Magnetfeld zu beiden Seiten des Quarzgefäßes angebracht waren, standen in Verbindung mit einem Quadrantelektrometer Q. Wenn infolge der magnetischen Einstellung der NO-Moleküle auch eine elektrische Einstellung zustandekommt, so müßte diese eine Potentialdifferenz der beiden Kondensatorplatten bedingen und somit am Elektrometer angezeigt werden.

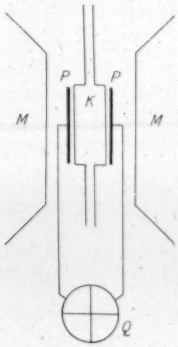

Fig. 1.

Die Größe des erwarteten Effektes ergibt sich in Anlehnung an die Langevinsche Theorie wie folgt:

Das magnetische Moment μ_m eines Moleküls bilde mit der Richtung des Magnetfeldes H den Winkel ϑ, während das elektrische Moment μ_e mit dem magnetischen den Winkel α einschließe. Dann besitzt dieses Molekül in bezug auf das Magnetfeld eine potentielle Energie vom Betrage $-\mu_m \cdot H \cdot \cos\vartheta$ und die Anzahl Moleküle dN, deren magnetisches Moment in den Winkelbereich zwischen ϑ und $\vartheta + d\vartheta$ zeigt, wird nach dem Maxwell-Boltzmannschen Verteilungsgesetz:

$$dN = \text{const}\, e^{\frac{\mu_m \cdot H \cdot \cos\vartheta}{kT}} \cdot d\Omega,$$

wo $d\Omega$ die Fläche der Kugelzone zwischen ϑ und $\vartheta + d\vartheta$ ist. Um das mittlere Moment eines Moleküls in Richtung H zu finden, muß beachtet werden, daß das elektrische Moment μ_e in bezug auf das magnetische Moment in allen Rotationsstellungen unter dem Winkel α vorkommt. Da aber dem elektrischen Moment bezüglich des konstanten Magnetfeldes keine

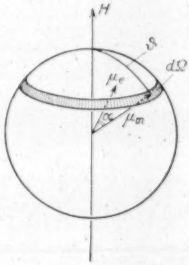

Fig. 2.

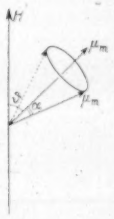

Fig. 3.

potentielle Energie zukommt, so werden alle diese Lagen gleichwertig sein, so daß das elektrische Moment im Mittel in Richtung H die Komponente $\mu_e \cdot \cos\alpha \cdot \cos\vartheta$ besitzt. Unter Berücksichtigung aller Lagen ϑ des magnetischen Moments folgt für das mittlere elektrische Moment m_e in Richtung H:

$$m_e = \frac{\mu_e \cdot \int e^{\frac{H_e \cdot \mu_m \cdot \cos\vartheta}{kT}} \cdot \cos\alpha \cdot \cos\vartheta \cdot d\Omega}{\int e^{\frac{\mu_m \cdot H \cdot \cos\vartheta}{kT}} \cdot d\Omega},$$

woraus sich ergibt:

$$m_e = \mu_e \cdot \cos\alpha \left\{ \text{Cotg}\, x - \frac{1}{x} \right\}, \quad \text{wo } x = \frac{\mu_m \cdot H}{kT}$$

Ersetzt man für die praktisch erreichbaren magnetischen Feldstärken die Langevinsche Funktion $\text{Cotg}\, x - \frac{1}{x}$ in bekannter Weise durch ihre erste Näherung $\frac{x}{3}$, so wird

$$m_e = \frac{\mu_e \cdot \mu_m}{3kT} \cdot \cos\alpha \cdot H.$$

Sind im cm³ n Moleküle NO, so ist die erzeugte Polarisation:

$$P = n \cdot \frac{\mu_e \cdot \mu_m}{3kT} \cdot \cos\alpha \cdot H.$$

Diese Polarisation induziert an den Kondensatorplatten eine elektrische Ladung von der Flächendichte $\sigma = P$, woraus für die Quadranten des Elektrometers eine Potentialdifferenz folgt von der Größe

$$V = 300 \cdot \frac{F}{C} \cdot n \cdot \frac{\mu_e \cdot \mu_m}{3kT} \cdot \cos\alpha \cdot H,$$

wobei V in Volt ausgedrückt ist, F die Fläche der Kondensatorplatten und C die Kapazität des Elektrometers bedeutet.

Die benutzten Kondensatorplatten hatten eine Fläche von 7,1 cm^2, die Kapazität des Elektrometers nebst Zuleitungen wurde zu 300 cm und die magnetische Feldstärke zu 15000 Gauß bestimmt. Setzt man ferner

$\mu_e = 2 \cdot 10^{-19}$ [1]), $\mu_m = 1{,}7 \cdot 10^{-20}$ [2]),
$k = 1{,}37 \cdot 10^{-16}$, $T = 273 + 20$
und $n = 2{,}4 \cdot 10^{19}$ für $T = 273 + 20$
und $b = 720\,mm\,Hg$,

so berechnet sich die erwartete Potentialdifferenz für den Fall, daß das elektrische und das magnetische Moment gleichgerichtet sind[3]), zu

$$V = 72 \cdot 10^{-3}\ \text{Volt}.$$

2. Die Apparatur und die Versuche an NO.

Die Darstellung des Stickoxyds geschah in einem Kippschen Apparat mittelst verdünnter Salpetersäure und Kupfer. Das erzeugte Gas, welches außer NO auch NO_2 und N_2 enthielt, wurde zur Absorption des Stickstoffdioxydes durch 30proz. Kalilauge und hernach durch Trockentürme mit $CaCl_2$ und P_2O_5 in das Quarzgefäß geleitet. Dieses konnte andererseits über Kalziumchlorid mit der Wasserstrahlpumpe in Verbindung gesetzt werden. Der Stickstoffgehalt wurde im Mittel zu 5 Proz. bestimmt. Das Quarzgefäß hatte die in Fig. 4 skizzierte Form. Die Kondensatorplatten P waren dünne, auf das Gefäß geklebte Kupferbleche. Um jeglichen elektrostatischen Einfluß von außen zu vermeiden, war das Gefäß in ein mittels Phosphorpentoxyd trocken gehaltenes Messingkästchen eingeschlossen (Fig. 5). Die Kondensatorplatten

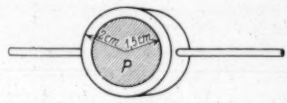

Fig. 4.

wurden durch angedrückte Kupferfedern mit dem Quadrantenelektrometer verbunden. Die Zuleitungen verliefen in Messingrohren und waren durch Bernstein von diesen isoliert. Das Elektrometer stand zum Schutz gegen elektrische und magnetische Einflüsse in einem Eisengehäuse aus 2 cm dicken Wänden. Eine kleinere Öffnung in der Wand gestattete die Beobachtung des Spiegels mit Fernrohr und Skala. Die Nadelspannung wurde von einer Serie von kleinen

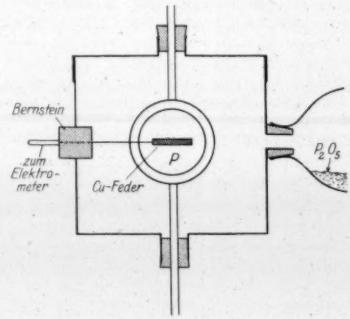

Fig. 5.

Akkumulatorenbatterien zu je 20 Volt geliefert, die in einem Blechkasten eingeschlossen und deren Zuleitungen zur Elektrometernadel wiederum durch Messingrohre geschützt waren. Das Elektrometer wurde in der Quadrantschaltung benutzt, wobei das eine Quadrantenpaar, sowie alle Schutzgehäuse der Apparatur, geerdet waren.

Nach längerem Durchleiten des Stickoxydes durch das Quarzgefäß wurde dieses unter Verbindung mit einem kleinen Phosphorpentoxyd-Behälter abgeschlossen und zur vollkommenen Trocknung während ca. 12 Stunden stehen gelassen. Darauf wurde die Isolation des ganzen

1) Die Dielektrizitätskonstante von NO wurde zusammen mit R. Sänger gemessen. Sie ergab sich zu $\varepsilon = 1{,}000763$ für $t = 17{,}4°$ und $b = 71{,}3\,cm\,Hg$,
$\varepsilon = 1{,}000577$ für $t = 52{,}8°$ und $b = 71{,}4\,cm\,Hg$.
Unter Benutzung der Debyeschen Formel folgt für das elektrische Moment μ_e der Wert $0{,}6 \cdot 10^{-18}$. Messungen bei höheren Temperaturen zeigten Abweichungen von der Linearität mit $\frac{1}{T}$, die voraussichtlich auf eine chemische Reaktion des NO zurückzuführen sind. Es mag deshalb schon der Wert von ε für $t = 52°$ mit einem gewissen Fehler behaftet sein. Ein Vergleich der Dielektrizitätskonstanten bei 17° mit dem Brechungsindex ergab
$\mu_e = 0{,}2 \cdot 10^{-18}$.
Obwohl der Absolutwert des Momentes demnach bis auf weiteres erst sehr ungenau bestimmt ist, dürfte die Existenz eines elektrischen Momentes sicher sein.

2) Das magnetische Moment pro Mol wurde von P. Weiß und A. Piccard zu 10156 bestimmt. Siehe A. Piccard, journ. de phys., Serie 6. 1, 100, 1920.

3) Über die Größe von α läßt sich zum voraus keine Aussage machen.

Systems geprüft, indem den Kondensatorplatten eine elektrische Ladung erteilt und der Ausschlag am Elektrometer beobachtet wurde. Dieser Ausschlag zeigte nach 10 Minuten noch keine merkliche Änderung. Ebenso wurde der Kontakt der beiden an die Kondensatorplatten angedrückten Federn geprüft. Die Empfindlichkeit des Elektrometers betrug bei 200 Volt Nadelspannung 7—8 Skalenteile pro Millivolt.

Bei Anlegen des Magnetfeldes blieb das Elektrometer vollkommen in Ruhe. Ebenso ergab ein Richtungswechsel des Feldes nicht den geringsten Ausschlag. Diese Versuche wurden sehr oft wiederholt unter stetiger Prüfung der Isolation und der Kontakte und in keinem Fall ließ sich eine elektrische Polarisation des Gases nachweisen. Da bei der angegebenen Empfindlichkeit des Elektrometers $^1/_{10}$ Millivolt noch hätte beobachtet werden können, so fehlt bei Stickoxyd sogar der 700ste Teil der erwarteten elektrischen Einstellung.

3. Die Versuche an Eisenchlorid.

Da außer *NO* kein paramagnetisches Gas mit Dipolmolekülen bekannt ist, so wurden weitere Versuche an Eisenchloriddampf gemacht. Fe_2Cl_6 sublimiert unter 300° zu einem Dampf, dessen Dichte der Formel Fe_2Cl_6 entspricht. Über 300° beginnt er zu dissoziieren in 2 $FeCl_3$, doch verläuft parallel auch eine Dissoziation zu 2 $FeCl_2 + Cl_2$, die schon bei 400° beträchtlich wird[1]). Vom Molekül $FeCl_3$ ist es seinem Bau nach wahrscheinlich, daß es ein elektrisches Moment besitzt.

Meine Untersuchungen erstreckten sich über das Temperaturintervall von 300° bis 450°; höhere Temperaturen mußten wegen des rasch zunehmenden Druckes vermieden werden.

Da Eisenchlorid sehr hygroskopisch ist, wurde das Quarzgefäß, welches die in Fig. 6 gezeichnete Form besaß, auf folgende Weise gefüllt. Am einen Ende eines Glasrohres (Fig. 7) war ein Kölbchen mit Fe_2Cl_6, am andern Ende das Quarzgefäß angesetzt. Das Rohr konnte ferner mit der Vakuumpumpe und mit einem P_2O_5-Gefäß verbunden werden. Nach Evakuierung des ganzen Systems wurde die Zuleitung zur Pumpe abgeschlossen, während die übrigen Teile zur Trocknung mehrere Tage in Verbindung mit dem Phosphorpentoxyd blieben. Darauf wurde das Ferrichlorid durch Schütteln in das Quarzgefäß gebracht und dieses bei *A* zugeschmolzen. Das so gefüllte Gefäß wurde in einem Platinofen (Fig. 8) zwischen die Pole des Magneten gebracht. Die Temperaturmessung geschah mit einem *Cu-Fe*-Thermoelement. Die

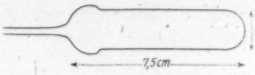

Fig. 6.

Kondensatorplatten waren der zylindrischen Krümmung des Quarzgefäßes angepaßt und dienten zugleich als Träger desselben. Um die

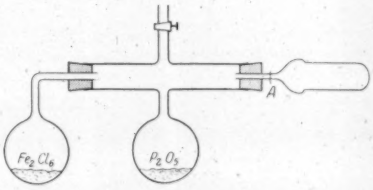

Fig. 7.

Anordnung elektrostatisch zu schützen, war der Ofen innen mit einem Messingrohr ausgekleidet, welches mit den metallenen Abschlüssen der

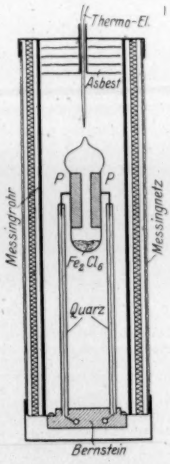

Fig. 8.

Ofenenden geerdet wurde. Der Ofen war außerdem noch von einem feinmaschigen, geerdeten Drahtsieb umgeben. Die Einführung des Thermoelementes geschah durch eine enge Öffnung des oberen Abschlusses. Nachdem die elektrische

1) Sämtliche Angaben über Ferrichlorid sind der Dissertation von E. Stirnemann, E.T.H. Zürich 1925 entnommen.

Isolation geprüft und die Empfindlichkeit des Elektrometers zu 10 Skalenteilen pro Millivolt, die magnetische Feldstärke zu 9000 Gauß gemessen war, wurde bei folgenden Temperaturen nach dem magneto-elektrischen Effekt gesucht:

t in Celsiusgraden	p-Dampfdruck
300	0.6 Atm.
330	1,2
370	2,0
400	3·3
450	5

Die Temperatur wurde vor dem Versuch jeweils 20—30 Minuten konstant gehalten. All diese Versuche ergaben nicht die geringste beobachtbare Potentialdifferenz.

Es fehlt also auch bei $FeCl_3$ jegliche elektrische Einstellung der Moleküle. Dieses negative Resultat kann nicht dadurch erklärt werden, daß die Dissoziation zu $2\,FeCl_3$ zu gering wäre, denn 1 Proz. $FeCl_3$-Moleküle müßte genügen, um einen Effekt von ca. 1 Millivolt zu erzeugen.

II. Teil. Der magneto-elektrische Effekt an verflüssigtem Stickoxyd.

Nach der Vorstellung, daß sich die Moleküle bei ihrer Einstellung im Magnetfeld als Ganzes drehen, sollte man vermuten, daß der magneto-elektrische Effekt auch bei Flüssigkeiten möglich sei. Daher wurde bei verflüssigtem NO nach einer elektrischen Einstellung gesucht. Der Siedepunkt von NO liegt bei ca. -142^0, der Schmelzpunkt bei ca. -150^0.

Die Verflüssigung wurde in folgender Weise vorgenommen: Nachdem das im Kippschen Apparat erzeugte Gas durch Kalilauge von NO_2 befreit worden war, wurde es langsam durch ein Kühlgefäß aus Kupfer geleitet, welches in einem Gemisch von Kohlensäureschnee und Äther stand. Dadurch wurde erreicht, daß das Gas vollkommen trocken und frei von jeglichem NO_2-Gehalt in das Quarzgefäß kam. Dieses befand sich in einem Dewargefäß zwischen den Magnetpolen. Die Anordnung ist in Fig. 9 skizziert. Das Gas wurde erst längere Zeit durch das Quarzgefäß Q geleitet, worauf die Ausflußstelle abgeschlossen wurde, während es andererseits mit der NO-Quelle in Verbindung blieb. Durch Füllen des Dewargefäßes mit flüssiger Luft verfestigte sich das NO im Quarzgefäß und saugte zugleich weiteres Gas an. Damit sich die Zuleitung nicht durch festes NO verstopfte, wurde sie mittels einer Heizspirale erwärmt. Auf diese Weise ließ sich der obere Teil des Gefäßes mit festem NO füllen. Nun wurde die flüssige Luft aus dem Dewargefäß weggepumpt, worauf das NO allmählich schmolz und in den untern Quarzbehälter tropfte, der sich zwischen den Kondensatorplatten befand. Das Ganze war zum Schutz wieder in einem Messingkasten eingeschlossen, der sorgfältig mit Phosphorpentoxyd ausgetrocknet war. Auf die Trocknung dieses Raumes mußte besonders geachtet werden, damit sich an den kalten Zuleitungen zum Elektrometer kein Schnee niederschlug, der die Isolation hätte herabsetzen können.

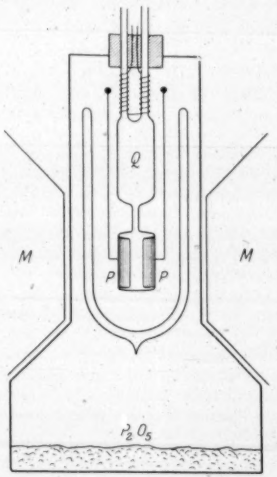

Fig. 9.

Aus diesem Grunde wurden auch die Verbindungsdrähte der Kondensatorplatten mit der äußeren Elektrometerleitung aus Nickelin gewählt, um den Temperaturabfall möglichst in den trocken gehaltenen Kasten zu verlegen. Die Isolation erwies sich dann auch als sehr gut. Um den Verflüssigungsvorgang im geschlossenen Schutzkasten verfolgen zu können, war ein Fenster angebracht, das während der Versuche metallisch überdeckt wurde. Das flüssige NO, eine grüne Flüssigkeit, blieb, ohne merklich zu verdampfen, während etwa 20 Minuten im Quarzgefäß erhalten. Ein längeres Flüssighalten durch Zurücklassen von etwas flüssiger Luft am Boden des Dewargefäßes ging nicht an, weil die verdampfende Luft stets Reibungselektrizität am Quarz erzeugte und dadurch die Messungen verunmöglichte. Die Untersuchungen wurden mit einer Elektrometerempfindlichkeit von 20 Skalenteilen pro Millivolt und einer magnetischen Feldstärke von 10000 Gauß gemacht.

Das Resultat des oft wiederholten Versuches blieb vollkommen negativ, obwohl der erwartete Effekt infolge der größeren Dichte der Flüssigkeit gegenüber dem Gas und der geringeren Temperaturbewegung der Moleküle ein beträchtliches Vielfaches von 70 Millivolt betragen sollte. Damit ist auch bei flüssigem NO das Fehlen einer elektrischen Einstellung der Moleküle nachgewiesen.

III. Teil. Versuche an festen Salzen.

Obwohl man eigentlich erwarten sollte, daß in festen Stoffen von einer freien Drehbarkeit der Moleküle, wie sie der Langevinschen Theorie zugrunde gelegt ist, nicht die Rede sein kann, so zeigten doch die Messungen von Kamerling-Onnes an $Gd_2(SO_4)_3$, daß bis zu der tiefsten erreichten Temperatur von 1,31° absolut die Langevinsche Theorie eine genügende Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Suszeptibilitäten ergibt. Es wurden deshalb auch in dieser Arbeit Versuche gemacht, den magneto-elektrischen Richteffekt an festen Substanzen zu finden.

Die Apparatur zur Untersuchung des verflüssigten NO erlaubte zugleich Messungen an festem NO vorzunehmen. Zu diesem Zwecke wurde der untere Teil des Quarzgefäßes mit flüssigem NO gefüllt und dieses durch Abkühlen mit flüssiger Luft verfestigt. Von einer elektrischen Polarisation im Magnetfeld konnte nichts beobachtet werden.

Ebenso verliefen Versuche an festem Fe_2Cl_6 erfolglos. Immerhin muß bemerkt werden, daß man dem Molekül Fe_2Cl_6 wegen seines eventuellen symmetrischen Aufbaues nicht zum vorneherein ein elektrisches Moment zuschreiben darf.

Ein weiterer Versuch wurde mit kristallisiertem $NiSO_4$ gemacht, und zwar mit der gewöhnlichen rhombisch-bisphenoidischen Form, welche mit $7H_2O$ kristallisiert. Das Salz ist paramagnetisch und wird in seinem Kristallaufbau wahrscheinlich Gruppen mit Dipolcharakter besitzen. Das Pulver wurde in einem Gefäß, bestehend aus einem Hartgummiring und zwei metallenen Deckplatten, die zugleich als Kondensatorplatten dienten, in das Schutzgehäuse der Fig. 5 eingesetzt. Die Isolationsprüfung mit dem Elektrometer ergab ein Zurückweichen des Ausschlages um 1 Skalenteil in 10 Sekunden. Diese Leitfähigkeit war nicht der Apparatur eigen, sondern mußte dem $NiSO_4$ zugeschrieben werden. Es wurde versucht, die Isolation zu verbessern, indem dem Nickelsulfat durch langes Stehenlassen unter dem Exikkator das Kristallwasser entzogen wurde. Die Leitfähigkeit blieb jedoch dieselbe. Der elektrische Effekt, in einem Magnetfeld von 15 000 Gauß untersucht, fehlte auch bei diesem Salz.

Ein Einzelkristall ergab ebenfalls kein Resultat.

Bekanntlich folgen die meisten paramagnetischen Salze dem Curie-Weißschen Gesetz, in welchem die Temperatur T durch $T-\theta$ ersetzt ist. Neuerdings hat P. Weiß[1]) auf eine besondere Klasse von Salzen aufmerksam gemacht, die einen von der Temperatur unabhängigen Paramagnetismus besitzen. Es schien von Interesse, auch diese Klasse zu untersuchen. Als Vertreter wurde Ferrocyankalium gewählt. Dieses Salz wurde in derselben Weise wie $NiSO_4$ untersucht. Die Leitfähigkeit betrug ebenfalls 1 Skalenteil in 10 Sekunden. Die gesuchte elektrische Einstellung fehlte auch hier.

IV. Teil. Versuche an enantiomorphen Kristallen.

Nachdem im November 1925[2]) die Versuche an NO-Gas publiziert worden waren, versuchte de Haas in einem Briefe an P. Debye eine mögliche Erklärung für das Fehlen des magneto-elektrischen Effektes zu geben. Die Meinung von de Haas war die, daß Stickoxyd vielleicht aus zwei Sorten von Molekülen bestehen könnte, die beide in gleicher Anzahl im Gas vorhanden wären. Bei den einen sollte das elektrische Moment unter dem Winkel α zum magnetischen geneigt sein, bei den andern unter dem Winkel $\pi - \alpha$ (Fig. 10). Zwei solche Moleküle wären

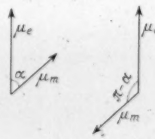

Fig. 10.

spiegelbildlich gleich. Daß vom Standpunkt unseres heutigen Molekülbildes die eine Sorte von Molekülen die Existenz der andern möglich macht, zeigt folgende Überlegung:

Man darf wohl annehmen, daß die Konstitution eines Moleküls vor allem durch die elektrischen Kräfte bestimmt ist. Ein Molekül bestehe aus s Atomen mit den Kernladungszahlen

$$z_1, z_2, \ldots z_p, \quad z_q, \ldots z_s$$

und den Kernmassen

$$m_1, m_2, \ldots m_p, \quad m_q, \ldots m_s$$

1) P. Weiß, C. R. 178, Nr. 26, S. 2146, 1924.
2) Physica (Lorentz-Heft) 5, 377, 1925.

Die Koordinaten der Kerne seien

$a_1 b_1 c_1,\ a_2 b_2 c_2,\ \ldots\ a_p b_p c_p,\ \ a_q b_q c_q,\ \ \ldots\ a_s b_s c_s,$

diejenigen der Elektronen

$x_1 y_1 z_1,\ x_2 y_2 z_2,\ \ldots\ x_p y_p z_p,\ \ x_q y_q z_q,\ \ \ldots\ x_s y_s z_s$

wo $$n = z_1 + z_2 + \cdots + z_s.$$

Dann lautet für das i-te Elektron die Bewegungsgleichung in der x-Richtung

$$\left.\begin{aligned} m \cdot \frac{d^2 x_i}{dt^2} = \\ = e^2 \cdot \left\{ \sum_{p=1}^{s} z_p \cdot \frac{(x_i - a_p)}{r^3_{ip}} + \sum_{j=1}^{n} \frac{x_i - x_j}{r^3_{ij}} \right\} \end{aligned} \right| \cdot \quad (1)$$

Die Bewegungsgleichung für den p-ten Kern lautet für die x-Richtung

$$\left.\begin{aligned} m_p \cdot \frac{d^2 a_p}{dt^2} = \\ = e^2 \left\{ \sum_{q=1}^{s} z_p \cdot z_q \cdot \frac{(a_p - a_q)}{r^3_{pq}} + \sum_{i=1}^{n} z_p \frac{a_p - x_i}{r^3_{pi}} \right\} \end{aligned} \right| \quad (2)$$

In Gleichung (1) ist in der 2. Summe $i = j$, in Gleichung (2) in der 1. Summe $p = q$ auszuschließen.

Entsprechende Gleichungen gelten für die Bewegungen in den beiden andern Koordinaten-Richtungen.

Es sei nun

$$\left.\begin{aligned} x_i = \varphi_i(t) \quad a_p = f_p^1(t) \\ y_i = \psi_i(t) \quad b_p = f_p^2(t) \\ z_i = \chi_i(t) \quad c_p = f_p^3(t) \end{aligned} \right| \quad (I)$$

ein Lösungssystem, dann werden die Bewegungsgleichungen auch befriedigt durch:

$$\left.\begin{aligned} x_i^* = -\varphi_i(t) \quad a_p^* = -f_p^1(t) \\ y_i^* = -\psi_i(t) \quad b_p^* = -f_p^2(t) \\ z_i^* = -\chi_i(t) \quad c_p^* = -f_p^3(t) \end{aligned} \right| \cdot \quad (II)$$

Wenn die Gleichungen (I) einem Molekül I entsprechen, dann ist auch das Molekül II zugleich möglich. Da ferner die innere potentielle Energie eines Moleküls nur von den Abständen der Ladungen abhängt und die kinetische Energie eine quadratische Funktion der Geschwindigkeiten ist, so haben beide Moleküle dieselbe Gesamtenergie und kommen daher in gleicher Anzahl im Gas vor.

Dieselbe Betrachtung gilt auch in dem Falle, daß die Kräfte nicht Coulombsche sind, sondern beliebige Funktionen der Abstände der Ladungen voneinander.

Faßt man das magnetische Moment eines Moleküls als Folge der Elektronenbahnen auf, so ist seine Größe und Richtung gegeben durch

$$m_m = \frac{e}{2c} \sum_{i=1}^{n} [\mathfrak{r}_i, \mathfrak{v}_i], \quad (3)$$

wo $\mathfrak{r}_i$ der momentane Radiusvektor des i-ten Elektrons von einem beliebig gewählten Aufpunkt und $\mathfrak{v}_i$ die momentane Geschwindigkeit des Elektrons ist. Vom Vektorprodukt ist der zeitliche Mittelwert zu nehmen. Für die x-Komponente des magnetischen Momentes folgt

$$(m_m)_x = \frac{e}{2c} \sum_{i=1}^{n} \overline{(y_i \dot{z}_i - z_i \dot{y}_i)}. \quad (4)$$

Für das elektrische Moment in der x-Richtung ergibt sich

$$(m_e)_x = e \left\{ \sum_{p=1}^{s} z_p \cdot a_p - \sum_{i=1}^{n} x_i \right\}. \quad (5)$$

Aus (4) und (5) ist ersichtlich, daß die Moleküle I und II gleiche magnetische, jedoch entgegengesetzt gleiche elektrische Momente besitzen. Die Moleküle I und II entsprechen also den in Fig. 10 dargestellten. Damit ist gezeigt, daß die beiden von de Haas erwähnten Modifikationen eines Moleküls durchaus möglich sind.

Da nun die potentielle Energie eines Moleküls im Magnetfeld vom elektrischen Moment nicht abhängt, so werden nach dem Maxwell-Boltzmannschen Prinzip beide Molekülsorten dieselbe Verteilung bezüglich der magnetischen Einstellung aufweisen und somit in ihrer Gesamtheit keine elektrische Polarisation ergeben.

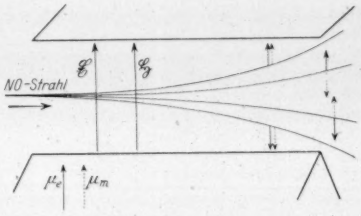

Fig. 11.

Zur Entscheidung der Frage, ob NO ein Gemisch ist von solchen Molekülen, schlägt de Haas folgendes Experiment vor:

Zwischen einer Schneide und einer Platte wird sowohl ein inhomogenes elektrisches als auch zugleich ein inhomogenes magnetisches Feld angelegt. Diese werden einen parallel zur Schneide verlaufenden NO-Strahl in vier Teilstrahlen zerlegen (Fig. 11), von denen die beiden

mittleren nur die eine Sorte von Molekülen, die beiden äußeren die andere Sorte enthalten. Durch Ausblenden der zwei mittleren Strahlen würde man ein einheitliches Gas erhalten. Der Versuch wird voraussichtlich von Herrn de Haas ausgeführt werden. Angeregt durch diese Bemerkung machten wir zwei weitere Experimente ähnlicher Tendenz.

Man könnte sich denken, daß es vielleicht in der Natur schon Fälle gibt, wo die beiden enantiomorphen Moleküle getrennt vorkommen. Ein Analogon dazu hat man z. B. bei den optisch aktiven Substanzen in der Rechts- und Linksweinsäure. Unter den paramagnetischen Substanzen gibt es nun Salze, welche enantiomorph kristallisieren. Vielleicht könnte es sein, daß diese Salze ein Gemisch von solchen Molekülen wären, und daß die Moleküle I die eine, die Moleküle II die andere Kristallform aufbauen. Es wurden deshalb Kristalle aus $NiSO_4$ und $NiSeO_4$ hergestellt. Beide Salze sind paramagnetisch. $NiSO_4$ kristallisiert zwischen 30° und 40° Celsius tetragonal-trapezoedrisch mit 6 Molekülen H_2O[1]), während $NiSeO_4$ bei jeder Temperatur in der gleichen Kristallklasse ebenfalls mit 6 H_2O kristallisiert[2]). Die Kristalle erhält man in zwei enantiomorphen Ausbildungen. Die künstlich erzeugten Kristalle hatten lineare Dimensionen von 1 bis 2 cm und waren gut ausgebildet. Sie wurden in einem Magnetfeld von 10000 Gauß untersucht, doch konnte auch an ihnen keine elektrische Einstellung der Moleküle beobachtet werden. Selbstverständlich ist dieses Resultat kein Beweis gegen die de Haassche Vermutung. Wenn auch die beiden Molekülsorten bei NO vorhanden wären, so müßte dies bei $NiSO_4$ und $NiSeO_4$ nicht auch der Fall sein. Auch die Vermutung, daß sich die eine enantiomorphe Modifikation der Kristalle nur aus gleichartigen Molekülen aufbauen würde, ist eine reine Spekulation und zudem könnte das Fehlen des magneto-elektrischen Feldes dadurch erklärt werden, daß die Moleküle im festen Körper nicht frei beweglich sind. Die beiden Versuche würden nur dann zu einer positiven Aussage führen, wenn sich bei ihnen wirklich eine elektrische Polarisation ergäbe. Es wird dem von de Haas vorgeschlagenen Versuch vorbehalten bleiben, über die Frage nach zweierlei Molekülen des NO zu entscheiden. Es scheint jedoch sehr unwahrscheinlich zu sein, daß das durchwegs negative Resultat des magneto-elektrischen Richteffektes auf diesen Umstand zurückzuführen ist.

1) P. Groth, Chem. Kristallographie, II. Teil, S. 423.
2) P. Groth, Chem. Kristallographie, II. Teil, S. 426.

V. Teil. Betrachtungen über die magnetische Erregung.

Der negative Verlauf aller Versuche, paramagnetische Moleküle mit gleichzeitigen elektrischen Dipolen durch ein konstantes Magnetfeld elektrisch zu richten, deutet wohl darauf hin, daß man das Bild von der molekularen Einstellung, wie es der klassischen Langevinschen Theorie zugrundeliegt, durch etwas anderes zu ersetzen hat. Der Umstand, daß jene Vorstellung wirklich zum Curieschen Gesetz führt, ist keine Stütze für die Richtigkeit des benutzten Modells. So hat P. Debye[1]) z. B. gezeigt, daß man das Curiesche Gesetz auch erhält, ohne spezielle Vorstellungen über die magnetische Erregung zu benutzen, wenn nur die potentielle Energie eines Moleküls bezüglich des Magnetfeldes sich darstellen läßt durch eine Entwicklung von der Form

$$-\mu_i \cdot H - \frac{\alpha_i}{2} \cdot H^2 + \cdots,$$

wo der Koeffizient μ_i nicht Null sein darf und die Moleküle gänzlich unabhängig voneinander sein müssen.

Aber nicht nur das Fehlen des magneto-elektrischen Effektes legt die Unhaltbarkeit des Langevinschen speziellen Bildes nahe, sondern auch die Merkwürdigkeit, daß das Curiesche Gesetz selbst in festen Körpern angenähert gilt, wo doch an eine freie Drehbarkeit der Moleküle nicht zu denken ist. Diese letztere Tatsache hat schon unter anderen W. Lenz[2]) veranlaßt, ein Magnetisierungsgesetz auf anderer Grundlage abzuleiten. Er nimmt an, daß das magnetische Moment an eine Gleichgewichtslage so gebunden sei, daß seine potentielle Energie für die Abweichungen α und $\pi - \alpha$ aus dieser Nullage dieselbe ist. Dann wird das Moment neben Schwingungen um die Gleichgewichtslage auch Umklappungen ausführen. Im feldlosen Zustande sind beide Lagen gleich wahrscheinlich, so daß keine Magnetisierung beobachtet wird. Sobald aber ein Magnetfeld angelegt ist, werden die beiden Lagen des Momentes entsprechend ihrer verschiedenen potentiellen Energie bezüglich des Feldes nach der Boltzmannschen Verteilung auftreten, d. h. es kommt eine Magnetisierung in Richtung des Feldes zustande. Er berechnet dann den speziellen einfachen Fall, daß die Feldrichtung zugleich die Richtung der Nullage ist und daß das magnetische Moment nur die zwei Lagen $\alpha = 0$ und $\alpha = \pi$ annimmt.

1) P. Debye, Physik. Zeitschr. **27**, 67, 1926.
2) W. Lenz, Physik. Zeitschr. **21**, 613, 1920.

Damit erhält Lenz für das mittlere Moment

$$\overline{m} = \mu_m \cdot \mathfrak{Tg}\left(\frac{\mu_m \cdot H}{k\,T}\right),$$

woraus für kleine Werte von $\frac{H}{T}$ das Curiesche Gesetz folgt.

Wie man sich den Umklappungsvorgang des Momentes vorzustellen hat, sagt Lenz nicht. Vielleicht wäre er im Sinne von P. Ehrenfest[1]) aufzufassen, der annimmt, daß ein Elektron die Möglichkeit haben soll, den Umlaufssinn in seiner Bahn zu ändern, eventuell in Verbindung mit einem Zwischensprung über eine andere Quantenbahn.

Was mir jedoch in diesem Zusammenhange wesentlich scheint, ist das, daß auch die Lenzsche spezielle Berechnung nur scheinbar um die freie Drehbarkeit der Moleküle herumkommt, indem sie dafür fordert, daß die vorausgesetzten Gleichgewichtslagen der magnetischen Momente die Richtung des äußeren Feldes besitzen.

Die Ehrenfestsche Behandlung des Problems zeigt kleine Abweichungen von der Lenzschen. In jedem Atom soll es nur eine Richtung und die entgegengesetzte geben, in welche das magnetische Moment gerichtet sein kann. Im Falle eines kristallinen Pulvers sind überdies alle jene Richtungen gleichmäßig über den Raum verteilt. Die Umklappungen des magnetischen Momentes in den Gleichgewichtslagen werden erklärt durch die Möglichkeit der Elektronen, den Umlaufssinn in ihren Bahnen ändern zu können. Indem Ehrenfest die Verteilung der Rechts- und Linksumläufe statistisch berechnet, kommt auch er zum Curieschen Gesetz.

Zu dieser Theorie ist zu bemerken, daß das äußere Feld auf jede Elektronenbahn ein mechanisches Drehmoment ausübt, was bei freien Molekülen zur Folge hat, daß sie sich als Ganzes drehen müssen. Aus dieser Theorie würde also, wenigstens für den Fall eines Gases, ein positiver magneto-elektrischer Effekt folgen.

Hält man an der Möglichkeit von Umklappungen fest, dann ist das Fehlen eines Richteffektes nur einzusehen, wenn die für das magnetische Moment verantwortlichen Elektronenbahnen vollkommen unabhängig vom Atomreste sind. Die magnetische Erregung scheint sich daher wesentlich zu unterscheiden von der elektrischen, wo wirklich die Moleküle eingestellt werden. Dieser Unterschied kommt unter anderem deutlich darin zum Ausdruck, daß das Debyesche Gesetz der Dielektrizität für feste Körper nicht gilt, während das Curiesche Gesetz seine Gültigkeit wenigstens näherungsweise auch dort beibehält, wo wir an eine freie Drehbarkeit der Moleküle nicht glauben können.

Es sieht also heute so aus, als ob die ursprüngliche Langevinsche Theorie mit wesentlich größerer Berechtigung anwendbar ist für den Fall der Parelektrizität als für den des Paramagnetismus.

Die Arbeit wurde ausgeführt im Physikal. Institut der Eidg. Techn. Hochschule. Herrn Prof. Dr. P. Debye, auf dessen Gedanken die Arbeit zurückgeht, möchte ich für sein stets förderndes Interesse meinen aufrichtigen Dank aussprechen.

Zürich, 22. Juni 1926.

(Eingegangen 27. Juli 1926.)

1)-P. Ehrenfest, Comm. phys. Labor. Leiden, Supplement Nr. 44. S. 55.

Über die Verwandlung eines Linienspektrums in ein kontinuierliches Spektrum bei Durchgang durch eine Absorptionslösung von gewissen kritischen Dichten.

Von Satyendra Ray.

Im Jahre 1921 hat der Verfasser in einer Abhandlung aus dem Physikalischen Institut der Wiener Universität „Über die Wellengeschwindigkeit längs Faradayscher Kraftlinien“[1]) festgestellt, daß die Lichtgeschwindigkeit nicht von der Amplitude unabhängig sein kann, so wie auch die Schallgeschwindigkeit nicht von der Amplitude unabhängig ist.

Aus dem Ausdruck für die Lichtgeschwindigkeit, als Funktion der Amplitude und Wellenlänge, folgt, daß, falls experimentell Konstanz der Lichtgeschwindigkeit festgestellt ist, daß dann das Verhältnis a/λ zwischen der Amplitude und der Wellenlänge für jede Schwingungszahl konstant bleiben muß. Mit anderen Worten: alle Wellen sind physikalisch „ähnlich“ in geometrischem Sinne.

Nun nimmt man an, daß „weißes Licht“ wesentlich ein Ätherpuls ist, und daß die Farbe „erst entsteht“ durch das Gitter oder durch das Dispersionsmedium. Die Entstehung der Farbe durch das Gitter ist leicht verständlich, als eine Wirkung ähnlich der Erzeugung eines musikalischen Tones durch die Reflexion eines Schallpulses von einer Reihe von Palisaden. Die Entstehung der Farbe beim Durchgang durch ein Dispersionsmedium kann betrachtet werden als verursacht durch die Änderung im Werte von a/λ für die verschiedenen Fourier-Komponenten

1) Zeitschr. f. Phys. **8**, 112. 1921.

des weißen Lichtes, welche von dem „eigentlichen Werte" des Verhältnisses abweichen um den zur Erzielung gleicher Fortpflanzungsgeschwindigkeit für die verschiedenen Komponenten notwendigen Betrag. Diese Änderung wird verursacht durch mehr oder weniger vollständige Resonanz der materiellen Partikeln des Mediums mit den Ätherschwingungen; dabei wird Energie aus den Ätherschwingungen absorbiert, wodurch die Amplitude der Ätherschwingungen sich ändert und damit die Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

Um diese Vorstellung zu prüfen, wurde *Na*-Licht, (später ein *Ne*-Rohr) benutzt und das Spektrum mit einem Hilger-Quarzspektrographen photographiert. Änderungen in der Amplitude wurden erzeugt durch den Durchgang des Lichtes durch eine Rhodaminlösung, welche einen Absorptionsstreifen in dem *D*-Liniengebiet besitzt. Das Resultat war folgendes: Bei verschiedenen Dichten der Rhodaminlösung wurden die Linien an verschiedenen Stellen beobachtet.

Fig. 1 gibt eine Skizze der experimentellen Anordnung. Die Rhodaminlösung befindet sich in einem Glastrog mit parallelen Wänden unmittelbar vor dem Spalt. Die Dicke der absorbierenden Lösung war 1 cm, und als Ausgangslösung wurde eine konzentrierte Rhodaminlösung genommen. Nachdem eine Aufnahme gemacht war, wurde mittels einer kleinen Pipette eine kleine Menge der Lösung entfernt und durch reines Wasser ersetzt. Die nächste Aufnahme wurde mit dieser verdünnten Absorptionslösung gemacht. Dieser Vorgang wurde wiederholt und so entstand eine Reihe von Spektren übereinander, wie sie in Fig. 2 oder 5 an den mitreproduzierten Wellenlängenskalen zu erkennen sind. Der Versuch wurde ursprünglich angestellt, um einen theoretisch vom Verfasser erwarteten Verschiebungseffekt zu finden. Zu Beginn der Versuche bei den ersten Aufnahmen wurde die Verdünnung in größeren Schritten vorgenommen; jedesmal zwischen zwei Aufnahmen viermalige Entnahme von Lösung. Dabei geschah es, daß auf einer der ersten Aufnahmen mit der Neonröhre sich nicht nur eine allmähliche Verschiebung zeigte, sondern noch zwei plötzliche Verschiebungen auftraten, die einer ungefähr 10 proz. Wellenlängenänderung entsprachen. Der Verfasser schickte diese Aufnahmen an die Royal Society London und fuhr fort, die Verschiebung in der Nähe dieser Konzentration mit langsamerer Änderung der Konzentration weiter zu untersuchen, da er vermutete, daß die erwähnten großen Wellenlängenänderungen ins Unendliche verlaufende Zweige andeuten könnten.

Später wurde ein Neonrohr benutzt, weil es viele Linien in dem *D*-Liniengebiete liefert. Bei gewissen bestimmten Dichten der Lösung findet man, daß das Linienspektrum des Neon sich in ein kontinuierliches Spektrum verwandelt, welches von $\lambda = 2000$ A.-E. auf der linken Seite bis zu $\lambda = 7000$ A. E. an der rechten Seite sich erstreckt.

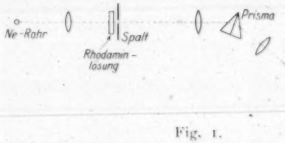

Fig. 1.

Fig. 2 zeigt eine Aufnahme, auf der zwei Zweige, je einer gegen das infrarote und einer gegen das ultraviolette Ende, auf demselben

Fig. 2.

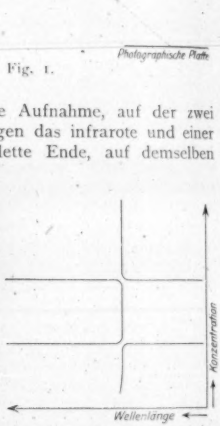

Fig. 3.

Film erhalten wurden. Fig. 3 zeigt ein Schema des Effektes, wobei die kleineren Verschiebungen zwischen und außerhalb dieser ins Unendliche laufenden Zweige unberücksichtigt blieben. Ganz dieselbe Erscheinung wird auch mit *Na*-Licht beobachtet.

Wer mit dem Spektrograph gearbeitet hat, weiß, wie schwer es ist, gewisse Erscheinungen zu reproduzieren, weil wir nicht alle Umstände genau kontrollieren können, welche für diese Zwecke notwendig sind. Z. B. haben viele Forscher nicht ganz dieselben Veränderungen in der Wellenlänge bei verschiedenen Anregungsbedingungen in Vakuumröhren beobachtet, wie Exner und Haschek in Wien. Ein anderes Beispiel gibt Humphrey über das Phänomen der Doppelumkehrung[1]): I do not know how many photographs I have taken of arc spectra but certainly several thousand, and practically of all known elements that can be so used ... Still with all changes I never have observed a single case of double reversal, and only a few of my plates gave any evidence of it. Besides in each

1) Astrophys. Journ. XVIII, S. 204

of these few the phenomenon, I am convinced, was entirely spurious."

In Luknow ist es uns gelungen, bei insgesamt 36 Filmen, die wir benutzen konnten, auf vier Filmen, einmal mit Na-Flamme und dreimal mit Neonrohr, eine Verwandlung des Linienspektrums in ein kontinuierliches Spektrum zu photographieren, wenn das Licht durch eine Lösung von gewissen bestimmten Konzentrationen gegangen war. Damit nicht eine zufällige Beleuchtung durch die Skalenlampe uns dieses Phänomen vortäuschte, wurde stets eine Glasplatte zwischen die Kontakte des Skalenlampenschalters eingesetzt, welche nur im Augenblick der Skalenbeleuchtung weggenommen wurde. Von der Wirklichkeit der erhaltenen Effekte überzeugt man sich leicht, wenn man den Schnitt des Linienspektrums mit dem entstandenen kontinuierlichen Spektrum betrachtet, oder die Krümmung

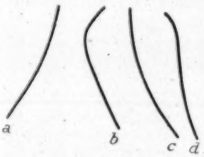

Fig. 4.

der Linien unmittelbar vor und nach der Umwandlung. Bei einer Aufnahme wurde ein feines schmales kontinuierliches Band erhalten, das etwa in $^1/_5$ der Höhe der Linie ansetzte. Dabei bog die Linie von oben scharf gegen das Infrarot, von unten scharf gegen das Ultraviolett um. Offenbar fanden in diesem Falle die Spektrallinien in dem Konzentrationsgefälle, das sich unter dem Einfluß der Gravitation in der Lösung herstellte, in der betreffenden Höhe die geeignete Konzentration für die Umwandung in das kontinuierliche Spektrum vor. Andeutungen dieses Verhaltens sind in Fig. 2 zu sehen, die man zu dem Zwecke mit dem daneben stehenden Schema vergleichen möge. Fig. 2 ist die Reproduktion eines mit der Neonröhre aufgenommenen Films, sie zeigt zwei solcher ins Infrarot bzw. Ultraviolett verlaufender Zweige.

Die Umwandlung der längeren Wellenlänge in kleinere Wellenlängen ist zwar eine schwierige Frage für die Quantentheorie. Aber man kann die Schwierigkeit möglicherweise erklären, wenn man die scheinbare Zunahme der Schwingungszahlen als eine Abnahme der Fortpflanzungsgeschwindigkeit betrachten dürfte. In Quarz ist für $\lambda = 2000$ A.-E. $n = 1{,}64$ und für $\lambda = 7000$ A.-E. $n = 1{,}54$. Wenn demnach die Na-Linie bis zum Ende der photographischen Platte nach links sich verbreitert, so bedeutet das nur eine Abnahme von 7 Proz. in der Wellengeschwindigkeit und nicht eine Zunahme der Schwingungszahl um drei Oktaven.

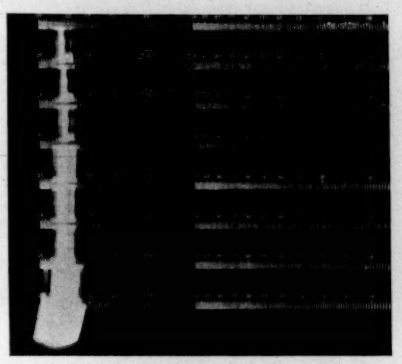

Fig. 5.

Die in der Richtung zum Infrarot verlaufenden Zweige kann man erklären als verursacht durch die von der Resonanzabsorption herrührende große Amplitude der materiellen Partikel.

Einige weitere interessante Beobachtungen dieses Phänomens mögen noch mitgeteilt werden.

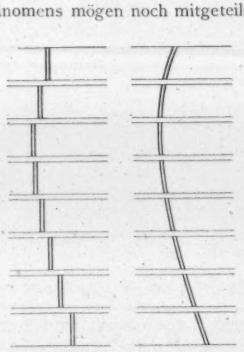

Fig. 6a. Fig. 6b.

Unter Umständen erscheinen die Spektrallinien auf der Platte gekrümmt. Die Krümmung der Spektrallinien scheint durch Betrachtungen der geometrischen Optik nicht hinreichend erklärt werden zu können. Die Krümmung der Linie, besonders bei der ersten Aufnahme an jedem Morgen, wenn die Konzentration der Lösung durch Ruhe während der Nacht für mehr als

zwölf Stunden sich nach einem Exponentialgesetz hatte einstellen können, ist äußerst interessant. Einige Formen der Linienkrümmung, die ich so erhalten habe, sind in Fig. 4 abgebildet. Eine einzige Aufnahme zeigt uns also den Effekt der Verschiebung mit der Absorption. In den aufeinanderfolgenden Aufnahmen auf dem Film erhalten wir eine treppenförmige Verschiebung der Lage der Spektrallinien, wie sie Fig. 5 u. 6a zeigt. Eine Umkehr der Stromrichtung in der Neonröhre läßt die einzelnen Linien gekrümmt erscheinen, wie es Fig. 6b zeigt. Das ist ebenfalls ein interessantes vorläufig natürlich ganz unerklärtes Ergebnis.

(Eingegangen 25. Mai 1926.)

Die Kurve idealer Ausdehnung.

Von Léon Schames.

In einer früheren Notiz[1]) haben wir auf die Bedeutung der Kurve idealer Ausdehnung aufmerksam gemacht, welche diese für die Ableitung der Zustandsgleichung aus der spezifischen Wärme hat. Aus den Messungen Amagats an Wasserstoff konnten wir den empirischen Verlauf dieser Kurve festlegen und schien es damals, daß sie parabolischen Charakter habe. Inzwischen haben wir jedoch noch das Gebiet hoher Drucke durchforscht und fanden sowohl aus den Amagatschen, als auch aus den Bridgmanschen[2]) Messungen, daß die Kurve idealer Ausdehnung in Wirklichkeit hyperbolischen Charakter hat, was wir in folgendem zeigen und diskutieren wollen.

Die Kurve idealer Ausdehnung ist definiert durch die Beziehung

$$\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = 1;$$

wir haben also den Verlauf der Größe $\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ zu untersuchen. Im Avogadroschen Zustand ($p = 0$, $v = \infty$) ist die Größe gleich 1, so daß dieser Zustand einen Zweig unserer Kurve darstellt. Nach der van der Waalsschen Zustandsgleichung wird

$$\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{1}{1 - \frac{a}{pv^2}\left(1 - 2\frac{b}{v}\right)},$$

es nimmt also hiernach unsere Größe, vom Avogadroschen Zustand ausgehend, mit wachsender Dichte erst zu, dann ab und geht für $v = 2b$ wieder durch 1 hindurch. Diese Isochore ($v = 2b$) stellt also nach der van der Waalsschen Zustandsgleichung die Kurve idealer Ausdehnung dar. Für noch dichtere Zustände nimmt dann unsere Größe weiter ab, bis zum Grenzwert (für $v = b$) von

$$\frac{1}{1 + \frac{a}{pv^2}}.$$

Wir werden sehen, daß der wirkliche Verlauf wesentlich anders ist, als sich so nach der van der Waalsschen Zustandsgleichung erwarten läßt. Die Messungen an Wasserstoff von Amagat zwischen 0 und 99,25° C bis 1000 Atm. und diejenigen von Bridgman zwischen 30 und 65° von 3000 bis 13000 kg/cm², lassen sich unter Zuhilfenahme der Amagatschen Messungen von 1000—2700 Atm. (bei einer Temperatur von 0—47,3°) gut zur Zeichnung einer durchgehenden Isothermen benutzen. Die betr. Daten sind hier in den Tabellen zusammengestellt:

$t_m = 49{,}6°$		$t_m = 23{,}6°$		$t_m = 47{,}5°$	
p Atm	$\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$	p Atm	$\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$	p kg/cm²	$\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$
150	1,029	1000	0,970	3000	1,07
200	1,032	1100	0,940	4000	1,38
250	1,037	1200	0,949	5000	1,65
300	1,037	1300	0,949	6000	1,78
350	1,036	1400	0,961	7000	1,99
400	1,034	1500	0,979	8000	2,16
450	1,032	1600	0,992	9000	2,74
500	1,030	1700	0,997	10000	3,24
550	1,029	1800	0,999	11000	3,79
600	1,025	1900	0,999	12000	4,62
650	1,020	2000	0,997	13000	5,65
700	1,020	2100	1,001		
750	1,027	2200	1,002		
800	1,020	2300	1,017		
850	1,017	2400	1,011		
900	1,017	2500	1,011		
950	1,013	2600	1,005		
1000	1,027	2700	1,013		

Die graphische Auswertung dieser empirischen Resultate (Fig. 1) führt zur ausgezogenen Isothermen für etwa 48,5° und zur punktierten Hilfsisothermen von 23,6°. Die Schnittpunkte dieser Isothermen mit der Abszissenachse geben uns vier Punkte A, C, D, E der Kurve idealer Ausdehnung. Außer diesen hatten wir früher schon zwei weitere bestimmt, die wir zusammen jetzt zur Festlegung der Kurve idealer Ausdehnung benutzen (Kreise der Fig. 2). Wir haben (ebenso wie früher l. c.) in Fig. 2 auch die van der Waalssche Isochore $v_m = 2b$ eingezeichnet; wie schon aus obiger Diskussion folgt, ist nach van der Waals zwischen der Abszissenachse und

1) L. Schames, Physik. Zeitschr. **26**, 731, 1925.
2) P. W. Bridgman, Proc. of Amer. Ac. of Arts a. Sc. **59**, 173, 1924.

dieser Isochoren $\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p > 1$, während oberhalb $v = 26$, $\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p < 1$. In Wirklichkeit hingegen sehen wir, daß das Zustandsgebiet

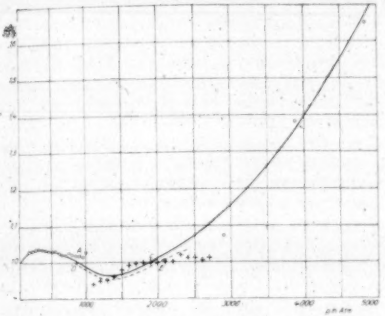

Fig. 1.

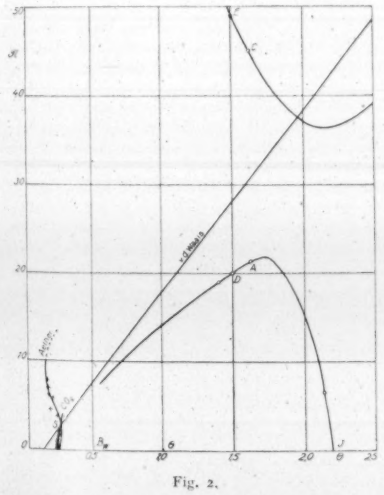

Fig. 2.

durch die Kurve der idealen Ausdehnung in drei Gebiete geteilt wird, und daß diese Kurve Hyperbelcharakter hat: in dem Gebiet zwischen der Abszissenachse und dem unteren Ast ACJ (wobei J der Joulepunkt ist) ist $\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p > 1$, zwischen den beiden Ästen ist $\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p > 1$ und oberhalb des oberen Astes DEZ ist wieder $\frac{p}{R}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p > 1$.

Zum Schluß wollen wir noch sehen, inwieweit sich das Gesetz der übereinstimmenden Zustände für die Kurve idealer Ausdehnung bestätigt. Aus den Bridgmanschen Messungen für He extrapoliert man leicht den Punkt $t = 62{,}5^0$ C; $p = 2100$ kg/cm², oder in unseren reduzierten Einheiten, $\Theta = 8{,}65$; $\pi = 287$, einen Punkt, der also weit außerhalb unserer Figur liegt, und zwar auf dem oberen Ast.

Den unteren Ast in der Nähe des dreifachen[1]) Schnittpunktes S kann man durch die Messungen Bridgmans, Macks, Ramsays und Youngs für Äther und diejenigen Amagats für CO_2 ein längeres Stück hindurch verfolgen. Während der Punkt S für die verschiedenen Substanzen ziemlich gut korrespondiert, zeigt die verschiedene Neigung der Kurven in diesem Punkt (siehe Fig. 2) individuelle Verschiedenheit an und auch für den Joulepunkt müssen wir eine solche erwarten.

Äther.

p kg/cm²	t^0 C	π	Θ	
1100	20	7,83	0,15	B
970	40	6,91	0,16	
872,5	60	6,20	0,17	
625	80	4,45	0,18	
816,7	126	5,87	0,204	M
556,5	199	3,82	0,241	
54,6	197	0,388	0,24	R und Y
49,1	193,4	0,350	0,238	
40,9	187	0,291	0,235	

Kohlensäure.

p Atm.	t^0 C	π	Θ
608	85	2,37	0,258
450	75	1,75	0,249
325	65	1,265	0,242
262	55	1,02	0,235
170	45	0,66	0,227

Während die Punkte für CO_2 im beobachteten Gebiet sehr angenähert auf einer Geraden liegen, zeigen diejenigen für Äther einen rückläufigen Charakter; jedoch erkennt man auch hier ihre Tendenz zum normalen Joulepunkt hin, wie punktiert angedeutet.

1) L. Schames, l. c.; früher als Schnittpunkt M bezeichnet. Ann. d. Phys. **57**, 324, 1918.

Hohwald (Elsaß), 6. August 1926.

(Eingegangen 8. August 1926.)

Die ponderomotorischen Kräfte auf ein Dielektrikum.

Von W. Dällenbach.

Die Herleitung eines vom klassischen abweichenden Ausdruckes für die ponderomotorischen Kräfte auf ein ruhendes Dielektrikum in einem zeitlich konstanten elektrischen Felde, über die ich früher einmal im Zürcher Kolloquium vorgetragen, hatte ich nicht veröffentlichen wollen, weil beim Zusammenstellen der Literatur sich zeigte, daß von H. A. Lorentz[1]) in seiner Elektronentheorie bereits dasselbe Resultat angegeben worden ist. Vor kurzem hat dieser Ausdruck für die Kraftdichte eine moderne Anwendung gefunden[2]). Dieser und die weiteren Umstände, daß die Ableitung von Lorentz nicht ganz übersichtlich ist und bei ihm auch eine Erklärung dafür fehlt, weswegen die klassische Ableitung, bei welcher die mit einer virtuellen Verzerrung des Dielektrikums verbundene Variation der Feldenergie gleich der Arbeit der Kraftdichte gesetzt wird, notwendigerweise zu einem falschen Resultat führen muß, sprechen dafür, hier einiges zur Kritik der klassischen Ableitung und dann doch eine einfache Herleitung des richtigen Ausdruckes mitzuteilen.

Die Versuche, den klassischen Ausdruck für die Kraftdichte anschaulich zu deuten, sind bisher immer gescheitert. Es bleiben Terme, deren anschauliche Interpretation auf keine Weise gelingen will. Außer diesem Umstand sind es drei weitere Bedenken, die man gegen die klassische Kraftdichte erheben kann.

1. Für ein inhomogenes, isotropes Dielektrikum mit der Dielektrizitätskonstanten ε beträgt sie $-\frac{1}{2}\mathfrak{E}^2 \operatorname{grad}\varepsilon$ [3]). $\mathfrak{E}$ ist die Feldstärke. Ein homogenes Dielektrikum würde danach auch in einem inhomogenen Feld nur Kräfte in seiner Oberfläche erfahren. Es müßte also die Kraft, welche in dem inhomogenen Feld an irgendeinem einzelnen Dipol des Dielektrikums angreift, durch die Wirkung der Dipole seiner Umgebung gerade aufgehoben werden.

2. Nach der klassischen Ableitung[4]) wird die Variation der Energiedichte $\frac{1}{2}(\mathfrak{E},\mathfrak{D})$ bei unendlich kleiner, stetiger, sonst aber beliebiger virtueller Verzerrung des Dielektrikums gleich der von der Kraftdichte geleisteten Arbeit gesetzt. $\mathfrak{D}$ ist die dielektrische Verschiebung. Cohn[1]) hat diese Deduktion verallgemeinert, indem er zuläßt, daß zwischen Feld und Polarisation des Dielektrikums nicht mehr Proportionalität, sondern ein beliebiger, umkehrbar eindeutiger Zusammenhang besteht. Die Energiedichte wird dann $\int(\mathfrak{E}, d\mathfrak{D})$. Das Integral ist zu erstrecken vom Felde null bis zu dem tatsächlich vorhandenen Feldwerte. Es zeigt sich, daß Integrale dieser Art auch in die durch Variation der Energiedichte sich ergebende Kraftdichte eingehen. Das kann nicht sein. Die Kraftdichte kann nur abhängen von der tatsächlich vorhandenen Feldverteilung und Konfiguration der Ladungen und nicht von Integralen über eine Folge möglicher Zustände.

3. Wird bei der klassischen Ableitung angenommen, daß die Dielektrizitätskonstante noch explizite vom elastischen Verzerrungszustand, also z. B. von der Dichte abhängt, so ergeben sich zusätzliche Kräfte, die sogenannten Elektrostriktionskräfte, die z. B. proportional der Ableitung der Dielektrizitätskonstanten nach der Dichte auftreten. Auch diese Kräfte können keine reale Bedeutung haben, denn die wirklichen Kräfte können nur abhängen von der wirklich vorhandenen Feldverteilung und Konfiguration der Ladungen.

Einen Fehler, welcher bei der klassischen Ableitung unterläuft, zeigt die folgende Überlegung. Ein Dipol nehme im äußern Felde $\mathfrak{E}$ das Moment $\mathfrak{m} = \alpha\mathfrak{E}$ an. Die gegenseitige Energie von Feld und Dipol beträgt dann $U = -(\mathfrak{m},\mathfrak{E})$. Zur Bestimmung der auf den Dipol wirkenden Kraft $\mathfrak{K}$ erteilt man ihm die unendlich kleine Verschiebung $\mathfrak{s}$ und setzt die Abnahme $-\delta U$ der Energie U gleich der von $\mathfrak{K}$ geleisteten Arbeit $(\mathfrak{K},\mathfrak{s}) = (\mathfrak{m},\delta\mathfrak{E})$. Es ist $\delta\mathfrak{E}_\nu = \frac{\partial\mathfrak{E}_\nu}{\partial x_\mu}\mathfrak{s}_\mu$ [2]) und somit $\mathfrak{K}_\mu = \mathfrak{m}_\nu\frac{\partial\mathfrak{E}_\nu}{\partial x_\mu}$. Berücksichtigt man, daß $\frac{\partial\mathfrak{E}_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial\mathfrak{E}_\mu}{\partial x_\nu} = 0$, so folgt in Übereinstimmung mit dem anschaulichen Befund

$$\mathfrak{K}_\mu = \mathfrak{m}_\nu\frac{\partial\mathfrak{E}_\mu}{\partial x_\nu}.$$

Wesentlich an der Herleitung ist, daß das Dipolmoment $\mathfrak{m}$ festgehalten wird, denn änderte sich bei der Verschiebung das Moment entsprechend $\mathfrak{m} = \alpha\mathfrak{E}$, so würde

$$-\delta U = (\delta\mathfrak{m},\mathfrak{E}) + (\mathfrak{m},\delta\mathfrak{E}) = 2(\mathfrak{m},\delta\mathfrak{E})$$

1) Enz. d. math. Wiss. V, 2, S. 245, Abschnitt 53.
2) F. Zwicky, Zur Theorie der spezifischen Wärme von Lösungen. Physik. Zeitschr. **27**, 271, 1926.
3) F. Pockels, Beziehungen zwischen elektrostatischen und magnetostatischen Zustandsänderungen einerseits und elastischen und thermischen andererseits. Enz. d. math. Wiss. V, 2, S. 355, Formel 3.
4) H. Helmholtz, Ann. d. Phys. u. Chem. **13**, 385, 1881; G. Kirchhoff, Ann. d. Phys. u. Chem. **24**, 52, 1885.

1) E. Cohn, Das elektromagnetische Feld, S. 514. Hirzel 1900.
2) Über gleiche Indizes im selben Term ist stets zu summieren.

und für $\mathfrak{K}_\mu$ erhielte man das Doppelte des richtigen Wertes.

Bei der Berechnung der Kraftdichte in einem Dielektrikum sind die Verhältnisse komplizierter, aber ähnlich. Es ergibt sich auch da ein falscher Kraftausdruck, wenn bei der virtuellen Verzerrung des Dielektrikums die Dipolmomente mitvariiert werden. Das tut aber die klassische Ableitung, indem sie annimmt, daß bei der Variation der Zusammenhang zwischen dielektrischer Verschiebung und Feldstärke $\mathfrak{D} = \varepsilon \mathfrak{E}$ in Kraft bleibt.

Der klassische Ausdruck der Kraftdichte erlaubt die mit einer unendlich kleinen möglichen, aber sonst beliebigen Verzerrung des Dielektrikums verbundene Arbeitsleistung und folglich Änderung der Feldenergie anzugeben[1]). Als wirkliche Kraftdichte konnte er nur deswegen angesprochen werden, weil man die Arbeitsleistung an den die Polarisation ermöglichenden, inneren Freiheitsgraden übersah. Diese inneren Freiheitsgrade verbieten aber die Übertragung einer Variationsbetrachtung, wie sie z. B. in der Mechanik eines Punktsystemes oder in der Elastizitätstheorie oder Hydrodynamik anwendbar und üblich ist.

Man wird vielmehr so vorgehen müssen: Die Kraft auf ein kleines Volumen eines aus Dipolen aufgebauten Dielektrikums ist gleich der Summe der Kräfte auf die in diesem Volumen befindlichen Dipole. Die potentielle Energie eines dieser Dipole vom Momente mit den Komponenten $\mathfrak{m}_\mu$ in dem durch den Rest des Systems an der Stelle von $\mathfrak{m}_\mu$ erzeugten Felde mit den Komponenten $\mathfrak{F}_\mu$ beträgt

$$U = -\mathfrak{m}_\mu \mathfrak{F}_\mu .$$

Erteilt man diesem herausgegriffenen Dipol bei festgehaltenem Moment relativ zum Dielektrikum die virtuelle Verschiebung mit den Komponenten δ_ν, so ist die Abnahme $-\delta U = m_\mu \delta \mathfrak{F}_\mu$ der gegenseitigen Energie gleich der Arbeit, welche die am Dipol angreifende Kraft $\mathfrak{K}_\mu$ über δ_μ leistet. Wie oben ergibt sie sich zu

$$\mathfrak{K}_\mu = \mathfrak{m}_\nu \frac{\partial \mathfrak{F}_\mu}{\partial x_\nu} . \qquad (1)$$

Es stellt sich also die Aufgabe, den genaueren Verlauf, nämlich in erster Näherung die ersten Differentialquotienten $\frac{\partial \mathfrak{F}_\mu}{\partial x_\nu}$ des Feldes $\mathfrak{F}_\mu$ zu berechnen, welches das übrige System am Orte des betrachteten Dipols erzeugt. Den Wert von $\mathfrak{F}_\mu$ im Mittelpunkte des Dipols hat Lorentz berechnet zu $\mathfrak{F}_\mu = \mathfrak{E}_\mu + \frac{4\pi}{3}\mathfrak{P}_\mu + \mathfrak{Z}_\mu$. Darin sind $\mathfrak{E}_\mu$ das gewöhnliche makroskopische Feld, $\mathfrak{P}_\mu$ die Polarisation und $\mathfrak{Z}_\mu$ ein Zusatzfeld, das herrührt von den dem betrachteten Dipol benachbarten Ladungen des Dielektrikums und also abhängt vom molekularen Aufbau, z. B. der Kristallstruktur des Nichtleiters.

Wie bei der Lorentzschen Ableitung schlagen wir um den Mittelpunkt des Dipols eine Kugel, die noch viele Materieteilchen enthalte, aber klein sei gegenüber Räumen, innerhalb welchen das makroskopische Feld und die Polarisation sich merklich ändern. Der gesuchte Feldgradient $\frac{\partial \mathfrak{F}_\mu}{\partial x_\nu}$ im Mittelpunkt der kleinen Kugel setzt sich dann aus zwei Teilen zusammen, einem ersten, der herrührt von den wahren Ladungen des ganzen Systems und von den Dipolen außerhalb der kleinen Kugel und aus einem zweiten, der hervorgerufen wird durch die Dipole im Innern der Kugel. Dabei ist angenommen, daß die Oberfläche der kleinen Kugel keine Dipole zerschneide, oder besser ausgedrückt, daß ein Dipol innerhalb bzw. außerhalb der Kugel angesprochen werde, je nachdem sein Mittelpunkt innerhalb bzw. außerhalb gelegen ist. Der Feldgradient, erzeugt durch die wahren Ladungen des Systems und die Dipole außerhalb der Kugel, setzt sich nun seinerseits aus drei verschiedenen Bestandteilen zusammen, nämlich (2) dem Gradienten $\frac{\partial \mathfrak{E}_\mu}{\partial x_\nu}$ des makroskopischen Feldes minus dem Anteile $\frac{\partial \mathfrak{A}_\mu}{\partial x_\nu}$, den die Dipole innerhalb der kleinen Kugel zum Gradienten des makroskopischen Feldes beitragen, plus dem Gradienten $\frac{\partial \mathfrak{S}_\mu}{\partial x_\nu}$ des Feldes, das durch die an der Innenseite des kugelförmigen Hohlraumes befindlichen Flächenbelegungen an gebundener Elektrizität erzeugt wird, die frei würden, wenn die Dipole innerhalb der Kugel aus der Materie herausgeschnitten würden.

Die freie Ladungsdichte im Kugelzentrum besteht aus der wahren Raumdichte ϱ und der Dichte $-4\pi \operatorname{div} \mathfrak{P}$ an gebundener Ladung. Die gebundene Ladungsdichte allein würde ein kugelsymmetrisches Feld $\mathfrak{A}_\mu$ erzeugen, für das gilt

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{div} \mathfrak{A} = -4\pi \operatorname{div} \mathfrak{P}, \\ &\frac{\partial \mathfrak{A}_x}{\partial x} = \frac{\partial \mathfrak{A}_y}{\partial y} = \frac{\partial \mathfrak{A}_z}{\partial z} \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

und

$$\left.\frac{\partial \mathfrak{A}_x}{\partial y}, \frac{\partial \mathfrak{A}_y}{\partial z}, \frac{\partial \mathfrak{A}_z}{\partial x}, \frac{\partial \mathfrak{A}_x}{\partial z}, \frac{\partial \mathfrak{A}_y}{\partial x}, \frac{\partial \mathfrak{A}_z}{\partial y}\right\}$$

[1]) Deswegen geht er — und nicht der richtige Ausdruck für die Kräfte — auch in alle Beziehungen ein, die aus thermodynamischen Betrachtungen folgen.

alle gleich Null. Zusammenfassend läßt sich schreiben

$$\frac{\partial \mathfrak{A}_\mu}{\partial x_\nu} = -\frac{4\pi}{3} \operatorname{div} \mathfrak{P} \cdot \delta_{\mu\nu}, \quad \text{wo } \delta_{\mu\nu} = \begin{cases} 1 \text{ für } \mu = \nu \\ 0 \quad , \quad \mu \neq \nu \end{cases} \tag{3}$$

Legt man den Koordinatenursprung in den als Kugelzentrum gewählten Mittelpunkt des betrachteten Dipols, so läßt sich die Polarisation im benachbarten Punkte mit den Koordinaten x_ϱ in erster Näherung schreiben: $\mathfrak{P}_\tau + \frac{\partial \mathfrak{P}_\tau}{\partial x_\varrho} x_\varrho$. $\mathfrak{P}_\tau$ und $\frac{\partial \mathfrak{P}_\tau}{\partial x_\varrho}$ sind die Werte dieser Größen im Koordinatenursprung. Ein Element der Innenfläche der Hohlkugel vom Radius R hat die Komponenten

$$df_\tau = -df \frac{x_\tau}{R}.$$

df ist die Größe des Flächenelementes und x_τ sind die Koordinaten der Stelle, an der es sich befindet. Die gebundene Ladung, die auf ihm sitzt, läßt sich dann schreiben

$$de = -df \left[\mathfrak{P}_\tau \frac{x_\tau}{R} + \frac{\partial \mathfrak{P}_\tau}{\partial x_\varrho} \cdot \frac{x_\tau x_\varrho}{R} \right].$$

Diese Ladung de erzeugt im Koordinatenursprung ein Feld

$$d\mathfrak{S}_\mu = -\frac{de}{R^2} \cdot \frac{x_\mu}{R} \tag{4}$$

mit dem Beitrag zum Gradienten

$$d\left(\frac{\partial \mathfrak{S}_\mu}{\partial x_\nu}\right) = -\frac{de}{R^3} \left[3 \frac{x_\mu x_\nu}{R^2} - \delta_{\mu\nu} \right]. \tag{5}$$

Den Wert von de in (4) eingesetzt und über die Hohlkugelfläche integriert, liefert zunächst

$$\mathfrak{S}_\mu = \int \frac{df}{R^2} \left(\mathfrak{P}_\tau + \frac{\partial \mathfrak{P}_\tau}{\partial x_\varrho} x_\varrho \right) \frac{x_\mu x_\tau}{R^2}.$$

$\frac{df}{R^2} = d\omega$ ist der nach df weisende Raumwinkel und $\frac{x_\tau}{R} = \xi_\tau$ ein Richtungskosinus. Es ist dann

$$\mathfrak{S}_\mu = \mathfrak{P}_\tau \int \xi_\mu \xi_\tau d\omega + \frac{\partial \mathfrak{P}_\tau}{\partial x_\varrho} R \int \xi_\mu \xi_\tau \xi_\varrho d\omega.$$

Die Integrale sind über die Einheitskugel zu erstrecken und ihre Auswertung ergibt

$$\int \xi_\mu \xi_\tau d\omega = \frac{4\pi}{3} \delta_{\mu\tau},$$

$$\int \xi_\mu \xi_\tau \xi_\varrho d\omega = 0,$$

also

$$\mathfrak{S}_\mu = \frac{4\pi}{3} \mathfrak{P}_\mu.$$

Analog diesem Feldwerte berechnet sich durch Integration von (5) sein Gradient zu

$$\frac{\partial \mathfrak{S}_\mu}{\partial x_\nu} = \mathfrak{P}_\tau \frac{1}{R} \left[3 \int \xi_\mu \xi_\nu \xi_\tau d\omega - \delta_{\mu\nu} \int \xi_\tau d\omega \right] + \frac{\partial \mathfrak{P}_\tau}{\partial x_\varrho} \left[3 \int \xi_\mu \xi_\nu \xi_\tau \xi_\varrho d\omega - \delta_{\mu\nu} \int \xi_\tau \xi_\varrho d\omega \right]$$

oder nach Auswertung der Integrale

$$\frac{\partial \mathfrak{S}_\mu}{\partial x_\nu} = \frac{\partial \mathfrak{P}_\tau}{\partial x_\varrho} \left[3 I_{\mu\nu\tau\varrho} - \delta_{\mu\nu} \delta_{\tau\varrho} \frac{4\pi}{3} \right], \tag{6}$$

wobei

$$I_{\mu\nu\tau\varrho} = \int \xi_\mu \xi_\nu \xi_\tau \xi_\varrho d\omega = \begin{cases} \frac{4\pi}{5} & \text{für } \mu = \nu = \tau = \varrho \\ \frac{4\pi}{15} & , \quad \mu = \nu \neq \tau = \varrho \text{ usw.} \\ 0 & \text{in allen anderen Fällen.} \end{cases}$$

Es bleibt nun noch, den Beitrag zu berechnen, welchen die Dipole im Innern der kleinen Kugel zu dem gesuchten Feldgradienten leisten. Ein Volumenelement dv mit den Koordinaten x_ϱ hat das Dipolmoment

$$d\mathfrak{m}_\tau = \left[\mathfrak{P}_\tau + \frac{\partial \mathfrak{P}_\tau}{\partial x_\varrho} x_\varrho \right] dv$$

und erzeugt im Koordinatenursprung den Feldwert

$$d\mathfrak{H}_\mu = \frac{d\mathfrak{m}_\tau}{r^3} (3 \xi_\mu \xi_\tau - \delta_{\mu\tau})$$

mit dem Gradienten

$$d\left(\frac{\partial \mathfrak{H}_\mu}{\partial x_\nu}\right) = \frac{d\mathfrak{m}_\tau}{r^4} 3 \left[\xi_\tau \delta_{\mu\nu} + \xi_\mu \delta_{\tau\nu} + \xi_\nu \delta_{\tau\mu} - 5 \xi_\mu \xi_\nu \xi_\tau \right].$$

r ist der Radiusvektor des Volumenelementes $dv = r^2 d\omega dr$. $d\mathfrak{m}_\tau$ eingesetzt und über das Volumen der kleinen Kugel integriert, ergibt

$$\mathfrak{H}_\mu = \mathfrak{P}_\tau \int_0^R \frac{dr}{r} \cdot \left[3 \int \xi_\mu \xi_\tau d\omega - \delta_{\mu\tau} \int d\omega \right] + \frac{\partial \mathfrak{P}_\tau}{\partial x_\varrho} \int_0^R dr \cdot \left[3 \int \xi_\mu \xi_\tau \xi_\varrho d\omega - \delta_{\mu\tau} \int \xi_\varrho d\omega \right]$$

und

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial \mathfrak{Z}_\mu}{\partial x_\nu} &= \mathfrak{P}_\tau \int_0^R \frac{dr}{r^2}\left[\int\left(\xi_\mu \delta_{\nu\tau} + \xi_\nu \delta_{\mu\tau} + \xi_\tau \delta_{\mu\nu}\right) d\omega - 5\int \xi_\mu \xi_\nu \xi_\tau \, d\omega\right] \\ &+ \frac{\partial \mathfrak{P}_\tau}{\partial x_\varrho} \int_0^R \frac{dr}{r}\cdot\left[\int\left(\xi_\tau \xi_\varrho \delta_{\mu\nu} + \xi_\mu \xi_\varrho \delta_{\tau\nu} + \xi_\tau \xi_\varrho \delta_{\mu\tau}\right) d\omega - 5\int \xi_\mu \xi_\nu \xi_\tau \xi_\varrho \, d\omega\right].\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Die Ausdrücke in den eckigen Klammern $[\cdots]$ sind alle Null, so daß also nur die unmittelbare Umgebung des Koordinatenursprunges in unbestimmter Weise beitragen kann zu den Integralen, die $\mathfrak{Z}_\mu$ und $\frac{\partial \mathfrak{Z}_\mu}{\partial x_\nu}$ darstellen. Der Feldwert und sein Gradient, die erzeugt werden von den Dipolen im Innern der kleinen Kugel, werden daher bestimmt durch die Anordnung der Dipolladungen in der unmittelbaren Nachbarschaft des Aufpunktes. Sie hängen also ausschließlich ab vom molekularen Aufbau des Dielektrikums und müssen in jedem gegebenen Falle gesondert berechnet werden. Durch Addition der verschiedenen Beiträge (2), (3), (6) und (7) folgt daher für den gesuchten Feldgradienten

$$\frac{\partial \mathfrak{F}_\mu}{\partial x_\nu} = \frac{\partial \mathfrak{E}_\mu}{\partial x_\nu} + \frac{4\pi}{3}\operatorname{div}\mathfrak{P}\cdot\delta_{\mu\nu} - \frac{8\pi}{15}\operatorname{div}\mathfrak{P}\cdot\delta_{\mu\nu} + \frac{4\pi}{5}\left(\frac{\partial \mathfrak{P}_\mu}{\partial x_\nu} + \frac{\partial \mathfrak{P}_\nu}{\partial x_\mu}\right) + \frac{\partial \mathfrak{Z}_\mu}{\partial x_\nu}$$

oder

$$\frac{\partial \mathfrak{F}_\mu}{\partial x_\nu} = \frac{\partial \mathfrak{E}_\mu}{\partial x_\nu} + \frac{4\pi}{5}\left[\operatorname{div}\mathfrak{P}\cdot\delta_{\mu\nu} + \frac{\partial \mathfrak{P}_\mu}{\partial x_\nu} + \frac{\partial \mathfrak{P}_\nu}{\partial x_\mu}\right] + \frac{\partial \mathfrak{Z}_\mu}{\partial x_\nu}\,^{1}). \quad (8)$$

Für die Dipole eines genügend kleinen Gebietes, das aber noch eine große Zahl molekularer Teilchen umfaßt, hat $\frac{\partial \mathfrak{F}_\mu}{\partial x_\nu}$ bis auf den Term $\frac{\partial \mathfrak{Z}_\mu}{\partial x_\nu}$ denselben Wert, dagegen kann je nach der Struktur $\frac{\partial \mathfrak{Z}_\mu}{\partial x_\nu}$ von Teilchen zu Teilchen erheblich schwanken. Die Kraftdichte k_μ schreibt sich daher

$$k_\mu = \varrho\mathfrak{E}_\mu + \mathfrak{P}_\nu\left\{\frac{\partial \mathfrak{E}_\mu}{\partial x_\nu} + \frac{4\pi}{5}\left[\operatorname{div}\mathfrak{P}\cdot\delta_{\mu\nu} + \frac{\partial \mathfrak{P}_\mu}{\partial x_\nu} + \frac{\partial \mathfrak{P}_\nu}{\partial x_\mu}\right]\right\} + \mathfrak{z}_\mu,$$

wo $\mathfrak{z}_\mu$ einen ausschließlich vom molekularen Aufbau des Dielektrikums abhängigen Term bedeutet, der in jedem gegebenen Falle einer besonderen Berechnung bedarf.

Vom strukturunabhängigen Anteil der Kraftdichte ist leicht zu zeigen, daß er sich von einem Spannungstensor ableiten läßt. Ersetzt man nämlich $4\pi\varrho$ durch die Divergenz von $\mathfrak{E} + 4\pi\mathfrak{P}$, so folgt mit Unterdrückung von $\mathfrak{z}_\mu$

$$k_\mu = \frac{1}{4\pi}\mathfrak{E}_\mu\frac{\partial \mathfrak{E}_\nu}{\partial x_\nu} + \mathfrak{E}_\mu\frac{\partial \mathfrak{P}_\nu}{\partial x_\nu} + \frac{\partial \mathfrak{E}_\mu}{\partial x_\nu}\mathfrak{P}_\nu + \frac{4\pi}{5}\left[\operatorname{div}\mathfrak{P}\cdot\delta_{\mu\nu} + \frac{\partial \mathfrak{P}_\mu}{\partial x_\nu} + \frac{\partial \mathfrak{P}_\nu}{\partial x_\mu}\right]\mathfrak{P}_\nu$$

oder

$$k_\mu = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial x_\nu}(\mathfrak{E}_\mu\mathfrak{E}_\nu - \tfrac{1}{2}\mathfrak{E}^2\cdot\delta_{\mu\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_\nu}(\mathfrak{E}_\mu\mathfrak{P}_\nu) + \frac{4\pi}{5}\left[\frac{\partial \mathfrak{P}_\nu}{\partial x_\nu}\cdot\mathfrak{P}_\mu + \frac{\partial \mathfrak{P}_\mu}{\partial x_\nu}\mathfrak{P}_\nu + \frac{\partial}{\partial x_\mu}(\tfrac{1}{2}\mathfrak{P}^2)\right]$$

oder also

$$k_\mu = \frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} + \mathfrak{z}_\mu$$

mit dem Spannungstensor

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi}(\mathfrak{E}_\mu\mathfrak{E}_\nu - \tfrac{1}{2}\mathfrak{E}^2\cdot\delta_{\mu\nu}) + \mathfrak{E}_\mu\mathfrak{P}_\nu + \frac{4\pi}{5}(\mathfrak{P}\ \mathfrak{P}_\nu + \tfrac{1}{2}\mathfrak{P}^2\cdot\delta_{\mu\nu}).$$

In Übereinstimmung mit direkter anschaulicher Berechnung sind

$$T_{\mu\nu} - T_{\nu\mu} = \mathfrak{E}_\mu\mathfrak{P}_\nu - \mathfrak{P}_\mu\mathfrak{E}_\nu$$

die Komponenten des auf die Volumeinheit ausgeübten Drehmomentes.

Diesen Kraftausdruck treffen die eingangs gegen den klassischen geltend gemachten Bedenken nicht mehr. Der Vakuumanteil des Tensors stimmt mit dem klassischen überein. Die resultierende Kraft auf einen rings in Vakuum eingebetteten dielektrischen Körper bleibt also ungeändert. Modifiziert wird allein die elastische Spannnngsverteilung in seinem Innern.

(Eingegangen 7. August 1926.)

1) Dieser Feldgradient stimmt überein mit dem von Lorentz berechneten a. a. O.

Über die Dielektrizitätskonstante verdünnter wäßriger Elektrolytlösungen.

Von H. Hellmann und H. Zahn.

Bei der Untersuchung der Dielektrizitätskonstante verhältnismäßig konzentrierter Elektrolytlösungen nach einer neuen von uns angegebenen Methode[1]) fanden wir, daß die Meßergebnisse, die wir an den verdünntesten unserer Lösungen erhielten, sich nicht an die anderer Beobachter auf diesem Gebiete anschließen. Denn die von uns gefundenen Änderungen — es handelt sich in diesem Konzentrationsgebiet nur um Erniedrigungen — sind soviel kleiner als die unserer unmittelbaren Vorgänger, daß ein gleichzeitiges Bestehen der beiderseitigen Resultate kaum möglich erscheint. Zwar sind die schwächsten Konzentrationen, bei denen unser Verfahren noch brauchbare Werte liefert, wenigstens vorläufig etwas höher als die meisten bisher untersuchten, so daß man vielleicht annehmen könnte, daß der Abfall der DEK bei den äußersten Verdünnungen zunächst besonders groß sei und daß dann ein Ansteigen zu unseren Werten erfolge. Dem widerspricht aber die Tatsache, daß auch wir zunächst ein weiteres Abfallen der DEK mit zunehmender Konzentration beobachten. Wenn man also nicht besondere, offenbar sehr gekünstelte Annahmen machen will, um ein Verhalten der Lösungen zu konstruieren, daß sich mit beiden Befunden deckt, so liegt die Vermutung nahe, daß auf einer Seite Fehler in der Meßmethode vorliegen, die unrichtige und zwar größenordnungsmäßig unrichtige Ergebnisse gezeitigt haben.

Wir verzichten darauf, unsere Methode hier zu rechtfertigen, da wir sie an anderer Stelle ausführlich diskutieren und ihre Brauchbarkeit u. E. durch direkte Messungen belegen[2]). Vielmehr erscheint es uns richtiger, in dem strittigen Gebiet sehr verdünnter Lösungen selbst die Messungen vorzunehmen und zwar nach einer von anderer Seite angegebenen Methode. Wir wollen schon jetzt hervorheben, daß unsere auf diesem Wege erhaltenen Ergebnisse nicht mit unseren früheren in Widerspruch treten. Die tatsächlich vorkommenden Erniedrigungen der DEK im Gebiete verdünnter Lösungen müssen sehr viel niedriger sein, als sie in den letzten neueren Arbeiten angegeben werden.

Die Besprechung der bisherigen Untersuchungen auf diesem Gebiete können wir erheblich abkürzen, indem wir auf zwei neuerdings erschienene Zusammenstellungen verweisen, die eine von Walden und Ulich[1]), die andere von Blüh[2]) herrührend. Indem wir daher die älteren Arbeiten außer acht lassen, zumal dieselben naturgemäß mit wesentlich unvollkommeneren[3]) Hilfsmitteln angestellt sind, als dies heute möglich ist, beschränken wir uns auf die Erwähnung von vier neueren, die von Lattey[4]), Sommer[5]), Fürth[6]) sowie Walden, Ulich und Werner[7]); bei einer erst in allerletzter Zeit erschienenen von Sack[8]) stehen bisher die in Aussicht gestellten experimentellen Ergebnisse noch aus. Von den vier genannten dürfen wir die beiden ersten gleichfalls von einer näheren Betrachtung ausscheiden, da die Autoren selbst, besonders Sommer[9]), ihre Resultate nur mit Vorbehalt mitteilen.

Anders steht es mit den beiden letztgenannten Arbeiten. Herr Fürth, der mit einer von ihm angegebenen Kraftwirkungsmethode[10]) gemessen hat, macht Angaben über die Dielektrizitätskonstanten von Natriumchloridlösungen, die sich bis zu ziemlich hohen Konzentrationen erstrecken. Obgleich seine Ergebnisse der Art der Mitteilung nach offenbar keine endgültigen sein sollen, so scheint der Autor doch die Größenordnung der gefundenen außerordentlich beträchtlichen Änderungen für reell zu halten. Sogar die sehr befremdlich anmutende Tatsache, daß seine Resultate mit der Größe der angelegten Spannung sehr stark variieren, wird von ihm als mögliche Erklärung für die Diskrepanz der älteren Messungen angesehen. Wir sind allerdings geneigt, die Sicherheit der Fürthschen Ergebnisse den ganzen Versuchsbedingungen nach als stark beeinträchtigt anzusehen durch Stromwärme und Gasentwicklung an den Elektroden, deren Auftreten bei höheren Konzentrationen ja auch vom Autor selbst beobachtet worden ist. Da das Vorhandensein dieser Störungen mit größter Wahrscheinlichkeit auch bei seinen schwächeren Konzentrationen anzunehmen ist, so glauben wir

1) H. Hellmann u. H. Zahn, Ann. d. Phys. **80**, 191, 1926.

2) l. c. und in einem daselbst nächstens erscheinenden zweiten Teil.

1) P. Walden u. H. Ulich, Zeitschr. f. physik. Chemie **110**, 44, 1924.

2) O. Blüh, Physik. Zeitschr. **27**, 226, 1926.

3) Wir bemerken hierzu, daß die bekannten Messungen von Drude, der mit den damaligen Mitteln keine deutlich erkennbare Beeinflussung der DEK durch Auflösen von Elektrolyten beobachten konnte, immerhin eine so große Genauigkeit besaßen, daß Änderungen so hohen Betrages, wie sie später teilweise gefunden worden sind, ihm nicht hätten entgehen können.

4) R. T. Lattey, Phil. Mag. **41**, 329, 1921.

5) S. Sommer, Diss. Berlin, 1923.

6) R. Fürth, Physik. Zeitschr. **25**, 676, 1924.

7) P. Walden, H. Ulich, O. Werner, Zeitschr. f. physik. Chem. **115**, 177, **116**, 261, 1925.

8) H. Sack, Physik. Zeitschr. **27**, 206, 1926.

9) l. c. 197 auch Lattey sagt vorsichtigerweise: „die untersuchten Elektrolyte scheinen die DEK des Wassers zu erniedrigen."

10) R. Fürth, Zeitschr. f. Phys. **22**, 93 1924.

den starken Widerspruch seiner Resultate gegen die unsrigen, die diesen Fehlerquellen nicht unterworfen waren, nicht zum Nachteil unserer Messungen auslegen zu müssen.

Schwerwiegender erschienen uns die großen Unterschiede zwischen den Ergebnissen der

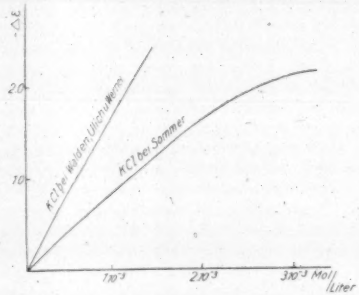

Fig. 1.

Herren Walden, Ulich und Werner und den unsrigen. Diese Autoren arbeiteten nach einer modifizierten Resonanzmethode, mittels welcher sie die DEK auch wäßriger Elektrolytlösungen unterhalb eines gewissen Leitvermögens ($\sigma < $ cc. $1 \cdot 10^{-4}$) mit einer Genauigkeit von mindestens ein Promille zu messen beanspruchen. Ihr Verfahren

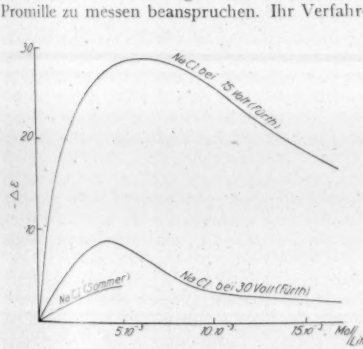

Fig. 2

läuft im wesentlichen darauf hinaus, daß ein schwingungsfähiges System, das als Kapazität einen Elektrolytkondensator mit parallelgeschaltetem verstellbaren Meßkondensator enthält, in Resonanz gebracht wird mit einem ungedämpften Erregersystem konstanter Frequenz. Ist die Konzentration der untersuchten Lösung so gering, daß die durch die Leitfähigkeit bewirkte Dämpfungszunahme nur einen sehr kleinen Einfluß auf die Eigenfrequenz des abzustimmenden Systems ausübt, so darf man erwarten, daß etwaige Änderungen der DEK im Flüssigkeitskondensator merkliche Verstimmungen hervorrufen, die nach vorausgegangener Eichung der Anordnung mittels nichtleitender Flüssigkeiten gemessen werden können.

Mit dieser Methode haben Walden, Ulich und Werner eine Reihe von Salzen in verschiedenen Lösungsmitteln untersucht. Da wir uns bisher nur mit wäßrigen Lösungen beschäftigt haben, wollen wir nur die Angaben der Autoren über diesbezügliche Messungen heranziehen und beschränken uns darauf, die Ergebnisse an KCl-Lösungen wiederzugeben. Wir tun dies in Fig. 1, indem wir als Abszissen die Äquivalentkonzentrationen, als Ordinaten die Änderungen der DEK gegenüber dem reinen Lösungsmittel auftragen. Zum Vergleich haben wir auch noch die Resultate von Sommer beigefügt, wobei hier die Konzentrationen aus den angegebenen Leitfähigkeiten ermittelt sind. Schließlich haben wir in Fig. 2 in gleicher Weise die von Fürth und von Sommer für $NaCl$-Lösungen mitgeteilten Werte dargestellt. Wie man sieht, weisen die Messungen von Fürth ganz besonders starke Änderungen auf, und zwar merkwürdigerweise gerade für die geringere der von ihm verwendeten Spannungen.

Beschränkt man sich auf sehr verdünnte Lösungen, bei denen man höchstwahrscheinlich einen linearen Abfall der DEK annehmen kann und stellt dies nach Hückel[1] dar durch die Beziehung

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - 2\delta\gamma \quad \text{bzw.} \quad -\Delta\varepsilon = 2\delta\gamma$$

wo γ die Konzentration in Mol pro Liter bedeutet, so nimmt der Proportionalitätsfaktor δ folgende Werte an

	für KCl
nach Sommer	370
nach Walden, Ulich und Werner	810

	für $NaCl$
nach Sommer .	500—700
nach Fürth . . .	6000—8000 bei 15 Volt
	ca. 1300 bei 30 Volt.

Wir beschränken uns in der Folge aus den schon angeführten Gründen auf die Betrachtung der Ergebnisse von Walden, Ulich und Werner und bemerken dazu, daß wir nach unseren Dekrementsmessungen auf sehr viel kleinere Werte für δ schließen müssen. Wie schon erwähnt, können wir mit unserer jetzt gebrauchten Anordnung stark verdünnte Lösungen

1) E. Hückel, Phys. Zeitschr. **26**, 116, Gl. (93) u. (94), 1925.

noch nicht sehr genau untersuchen, da dann Fehlerquellen zur Geltung kommen, über deren Natur wir an anderer Stelle berichten. Extrapoliert man jedoch aus günstigen Meßbezirken linear auf die Konzentration 0, so erhält man für Alkalichloride etwa $50 > \delta > 0$. Rechnet man mit dem Mittelwert, einer Zahl, der wir natürlich kein besonderes Gewicht beilegen, die Erniedrigungen aus für die Gebiete, in denen Walden, Ulich und Werner gearbeitet haben, so könnten sie bei der angegebenen Meßgenauigkeit von 1 Promille für die DEK eben noch bemerkbar sein.

Um hierüber Aufschluß zu erhalten, haben wir für verdünnte Lösungen eine Resonanzmethode verwendet, und zwar das für ungedämpfte Schwingungen ($\lambda = 106$ cm) modifizierte zweite Drudesche Verfahren[1]), wobei wir als Indikator ein hochempfindliches Hitzdrahtmeßgerät (Bolometer in Brückenschaltung) benutzten. Wir konnten so in der Tat eine Erniedrigung der DEK nachweisen, doch war diese so gering, daß trotz günstiger Versuchsbedingungen auch nur einigermaßen genaue Messungen nicht möglich waren. Der Größenordnung nach stimmten die gefundenen Erniedrigungen mit den aus der Dekrementsmethode durch Extrapolation erhaltenen überein ($100 > \delta > 30$). Dabei war die Anordnung so empfindlich, daß Erniedrigungen, wie sie Walden, Ulich und Werner angeben, auf mindestens 10 Prozent ihres Wertes meßbar gewesen wären. Wir haben dies wiederholt geprüft, indem wir wäßrige KCl-Lösungen verglichen mit solchen, bei denen das Lösungsmittel Wasser einen Acetonzusatz von 2—3 Proz. erhalten hatte, dessen DEK daher zwischen 79 und 78 lag und somit die zu erwartende Erniedrigung wiedergeben mußte. Tatsächlich konnte diese künstliche Erniedrigung stets mit der vorstehend genannten Genauigkeit gemessen werden.

Für diese offensichtliche Diskrepanz unserer Resultate gegen die von Walden, Ulich und Werner kann die Verschiedenheit der verwendeten Wellenlängen (106 gegen 450 cm) nicht als Erklärung herangezogen werden. Nun lassen sich allerdings gegen das Verfahren dieser Autoren einige Einwände erheben, die wir kurz erwähnen wollen. Zunächst ist es nicht mehr zulässig, ein derartig hochfrequentes System noch quasistationär zu behandeln, wie sie es tun, doch kann man, da es sich um eine Substitutionsmethode handelt, diese Vereinfachung gelten lassen. Man kann ferner darauf hinweisen, daß der Widerstand des eng an den Meßkreis gekoppelten Eisen-Konstantanthermoelements von der Belastung abhängen muß und damit auch die Rückwirkung, die es auf die Konstanten des Resonanzkreises ausübt. Auch der Umstand ist zu nennen, daß in der Parallelschaltung von Elektrolyt- und Meßkondensator eine nicht unbeträchtliche Induktivität enthalten ist, deren Wirkung auf die Resonanzlage bei verschiedenem Leitvermögen der Flüssigkeit nicht untersucht ist. Wir sind indessen auf Grund von Überschlagsrechnungen zu der Ansicht gekommen, daß auch durch die Berücksichtigung dieser Fehlerquellen unsere Differenzen nicht zu erklären sind.

Man könnte weiterhin geneigt sein, den Einfluß der Leitfähigkeit auf die Resonanzeinstellung höher anzuschlagen, als dies die Autoren tun. Diese Frage ist kürzlich von Lattey[1]) angeschnitten worden, der gegen die Berechnungsweise Einwände erhebt, die aber jedenfalls bei der hier als extrem lose angenommenen Kopplung ihre Bedeutung verlieren. Allerdings ist den Herren Walden, Ulich und Werner ein Fehler[2]) unterlaufen bei der Berechnung der Eigenfrequenz ihres Systems, die sie infolge einer nicht erlaubten Vernachlässigung zu klein erhalten. Jedoch werden hierdurch die von ihnen berechneten Korrektionen kaum beeinflußt; keinenfalls läßt sich auf diese Weise die Diskrepanz zwischen ihren und unseren Ergebnissen erklären.

Wir haben es schließlich für das Zweckmäßigste gehalten, die Messungen von Walden, Ulich und Werner direkt zu wiederholen, indem wir ihre Versuchsanordnung so genau kopierten, als es nach ihren Mitteilungen möglich war; wir können also bezüglich dieser auf die zitierten Arbeiten verweisen. Nur hinsichtlich der Flüssigkeitskondensatoren ist zu erwähnen, daß zwei von uns verwendete Formen, die in Fig. 3 wiedergegeben sind, uns vorteilhafter zu sein scheinen, als die von den Herren angegebene Ausführung, da ein Einfluß der Flüssigkeitshöhe auf den Kapazitätswert bei ihnen nicht mehr nachweisbar ist. Da als Isolationsmaterial Hartgummi ($\varepsilon = 2$) verwendet war, kommen die Einwände[3]), die gegen die von Drude an-

1) P. Drude, Wied. Ann. 61, 466. 1897.

1) R. T. Lattey, Zeitschr. f. physik. Chemie 119. 104. 1926, ebenda auch die Erwiderung von Walden, Ulich und Werner auf Seite 107.

2) Indem sie die Kapazität ihres Kondensators C mit leitendem Nebenschluß W statt $CW/(W + K)$ gleich C setzten. Dadurch erhält in Gl. (5) für die Eigenfrequenz das dritte Glied unter der Wurzel ein negatives (statt des richtigen positiven) Vorzeichen. Die richtige Formel für die prozentuale Änderung der Gesamtkapazität wird dann

$$-100\,\Delta C/C = 100\,L\,C(x_2 - x_1)'(1 - L\,C(x_1 - 2x_2).$$

3) Walden, Ulich und Werner, in der ersten Mitteilung, S. 188 u. folg.

gebene Form erhoben werden, hier praktisch nicht mehr in Betracht; insbesonders dürfte die Form 3b den von Nernst gestellten Anforderungen weitgehend genügen. Es ist durchaus möglich, auf diese Weise ebenso kleine Kapazitäten zu erhalten wie mit der von Walden, Ulich und Werner benutzten Kondensatorausführung. Es wurde übrigens auch diese letztgenannte Form von uns verwendet, worauf wir ausdrücklich hinweisen möchten.

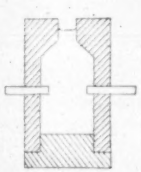

Fig. 3a.

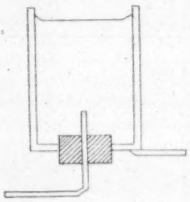

Fig. 3b.

Die schraffierten Teile bestehen aus Hartgummi.

Das Ergebnis unserer Versuche läßt sich außerordentlich kurz fassen. Wurden sie genau in der Weise angestellt wie bei unseren Vorgängern, d. h. bei derselben Kopplung zwischen Erreger- und Resonanzkreis, so erhielten wir Erniedrigungen der gleichen Größenordnung wie diese. Die Zahlenwerte stimmten allerdings nicht[1]) untereinander überein, wenn verschiedene Kondensatorgrößen verwendet wurden; sie waren im allgemeinen mit wachsender Kapazität größer, doch nicht in klar durchsichtiger Weise, zumal bei Anwendung verschiedener Kondensatorformen. Wurde jedoch die Kopplung zwischen Erreger- und Resonanzkreis möglichst lose gemacht — bei den einwandfreiesten ganz losen Kopplungen muß man das verhältnismäßig unempfindliche Thermoelement[2]) durch einen Kristalldetektor ersetzen —, so ergaben sich ganz andere Resultate. Bei Untersuchung der kleinsten Konzentrationen, die Walden, Ulich und Werner untersucht hatten, waren keine merklichen Änderungen der Resonanzeinstellung gegenüber reinem Wasser zu erhalten, bei Anwendung der konzentriertesten eher solche, die einer Zunahme der DEK entsprochen hätten und daher auf Frequenzabnahme durch Dämpfungszuwachs zurückzuführen waren. Die gleichen Ergebnisse wurden bei Untersuchung von $NaCl$- und $CuSO_4$-Lösungen gefunden. Die Messungen bei äußerst loser Kopplung stehen in ihrem Ergebnis also in Übereinstimmung mit denen, die uns die modifizierte Drudesche Methode geliefert hatte: die Erniedrigungen sind sehr klein, von der Größenordnung, wir sie sich auch bei Extrapolation aus der Dekrementmethode ergeben.

Die Empfindlichkeit unserer Anordnung war in gleicher Weise wie früher durch Anwendung von Lösungen mit Acetonzusatz geprüft und hinreichend groß gefunden worden, um die von Walden, Ulich und Werner mitgeteilten Erniedrigungen erkennen zu lassen. Da sich diese aber nur bei engeren Kopplungen vorfanden und mit der Stärke der Kopplung abnahmen, so mußte Rückwirkung des Resonanzauf den Erregerkreis vorliegen. Um dies zu prüfen, wurde an den letzteren ein dritter als Frequenzmesser ausgebildeter Kreis mit Detektor und Spiegelgalvanometer als Indikator äußerst lose gekoppelt. Wurde nun bei der von Walden, Ulich und Werner angegebenen Kopplung zwischen Erreger- und Resonanzkreis der letztere mit Wasser im Flüssigkeitskondensator auf den Erreger abgestimmt und gleichfalls der tertiäre Frequenzmesser, so zeigte dieser, wenn das Wasser durch eine leitende Lösung ersetzt, und wieder auf Resonanz abgestimmt war, jetzt eine Frequenzabnahme des Erregers an. Die Erklärung für diese Wirkung dürfte folgende sein. Durch die vermehrte Dämpfung des Resonanzkreises wird dessen Rückwirkung verkleinert, daher bei magnetischer Kopplung die Induktivität des Erregerkreises erhöht. Bei der Abstimmung auf diese jetzt vergrößerte Welle muß die Kapazität des Resonanzkreises vergrößert werden, was bei der Parallelschaltung des Meß- mit dem Elektrolytkondensator eine Abnahme der DEK vortäuscht.

Für das Vorhandensein einer merklichen Rückwirkung sprachen noch andere Erscheinungen. So zunächst der Umstand, daß bei dieser Kopplung die Abstimmschärfe auch mit Wasser als Dielektrikum merklich geringer war als bei äußerst loser Kopplung; ebenso machten sich dabei Energieentziehung, sowie Verstimmung

1) Dies steht im Gegensatz zu den Aussagen von Walden, Ulich und Werner, welche in ihrer Erwiderung gegen Lattey — l. c. 109 — darauf hinweisen, daß sie die DEK in verschiedenen Gefäßen gleich groß gefunden haben. Es wäre jedenfalls interessant zu erfahren, ob die von ihnen angegebene Meßgenauigkeit von 1 Promille für die DEK erhalten ist aus Messungen an ein und derselben Lösung in verschiedenen Kondensatoren oder ob es sich dabei um die Einstellgenauigkeit für einen bestimmten Flüssigkeitskondensator handelt. Da in der eigentlichen Mitteilung sich keine Angaben über Versuche in verschiedenen Gefäßen finden, ist man zunächst geneigt, das letztere anzunehmen. Die wirkliche Meßgenauigkeit kann natürlich nur aus Versuchen in verschiedenen Gefäßen erhalten werden.

2) Wir haben bei den genau kopierten Versuchen ebenfalls ein Vakuumthermoelement der Göttinger Physikalischen Werkstätten verwendet. Sein Gleichstromwiderstand betrug 13,5 Ohm; bei induktiver Kopplung entsprach es je nach deren Stärke der direkten Einschaltung von 1—2 Ohm in den Resonanzkreis.

im Resonanzkreis deutlich über den Erreger im Frequenzmesser bemerkbar. Die Möglichkeit dieser Fehlerquelle ist von unseren Vorgängern durchaus erkannt worden; sie schreiben an einer Stelle[1]): „Da sich nämlich während einer Messungsreihe[2]) die Dämpfungskonstante des Resonanzkreises dauernd ändert, könnte dadurch bei enger Kopplung merkliche Verstimmung des Sendekreises und damit Verlagerung des Resonanzpunktes herbeigeführt werden." Sie haben auch, wie aus einer anderen Stelle[3]) folgt, das Fehlen einer Rückwirkung dadurch festzustellen gesucht, daß eine Abstandsvergrößerung ihres Kopplungsringes keine Verschiebung des Resonanzpunktes bedingte. Da jedoch die Herren mit dem verhältnismäßig recht unempfindlichen Thermoelement gearbeitet haben, konnten sie, soweit wir dies nach unseren Erfahrungen annehmen müssen, eine wirklich lose Kopplung gar nicht zum Vergleich heranziehen. Wir möchten daher, ohne es als einzige Erklärungsmöglichkeit gelten zu lassen, doch für sehr naheliegend halten, daß ihre Ergebnisse durch diese Fehlerquelle erheblich beeinflußt worden sind.

Zusammenfassend möchten wir unsere Aussagen über die DEK sehr verdünnter Lösungen dahin präzisieren, daß zwar bei den von uns untersuchten Elektrolytlösungen eine Erniedrigung stattfindet, diese aber viel geringer ist, als sie von unseren unmittelbaren Vorgängern angegeben wird. Sie ist vielmehr so klein, daß nach dem Resonanzverfahren ihr Betrag nur ganz roh ermittelt werden kann. Es ist natürlich nicht ausgeschlossen, daß das Verfahren noch erheblich verbessert werden kann; vielleicht ist es aber zweckmäßiger, auch für diese Konzentrationsgebiete die Dekrementsmethode heranzuziehen, wobei dann, entsprechend unseren an anderer Stelle mitgeteilten Überlegungen die Verwendung längerer Wellen, als wir sie bisher angewendet haben, angebracht sein wird.

Wir möchten im Anschlusse daran noch bemerken, daß ein Umkehren des Effektes, d. h. eine Wiederzunahme der DEK bei höheren Konzentrationen, wie es Walden, Ulich und Werner für nichtwäßrige Lösungen mitteilen und das Fürth auch bei wäßrigen $NaCl$-Lösungen gefunden zu haben glaubt, nach unseren Versuchen an konzentrierteren Lösungen tatsächlich besteht. Von den bisher untersuchten Salzen ist die Erscheinung zweifelhaft bei den Chloriden und Nitraten der Alkalimetalle, deren DEK bei einer Konzentration von 1/10 Mol/Liter sicher noch unterhalb der des Wassers liegt. Die Sulfate der Alkalimetalle zeigen schon eine deutliche Zunahme gegenüber den Chloriden, wenn man gleichleitende Lösungen vergleicht. Erheblich stärker aber sind die Erhöhungen bei den Sulfaten der Schwermetalle, bei welchen bei gleicher Leitfähigkeit, also wesentlich höherer Konzentration die DEK des Wassers nicht unbeträchtlich überschritten wird. Da bei den Chloriden dieser Metalle die Zunahme wieder erheblich kleiner ist, so erscheint es fraglich, ob man dieses Verhalten direkt mit der Ionenwertigkeit in Zusammenhang bringen kann. Zahlenmäßige Angaben hierzu werden wir in einem demnächst erscheinenden zweiten Teil unserer zitierten Arbeit geben.

Kiel und Stuttgart, im August 1926.

(Eingegangen 12. August 1926.)

1) l. c. 186.
2) d. h. beim Untersuchen von Lösungen verschiedenen Leitvermögens.
3) l. c. 199.

Energetische Betrachtungen über die radioaktive Strahlung.

Von Hans Th. Wolff.

Wie J. Chadwick[1]) hervorhebt, kann man aus den α-Strahlen-Zerstreuungsmessungen von Geiger und Marsden schließen, daß bei Gold bis herab zu einer Entfernung von $3 \cdot 10^{-12}$ cm vom Atomzentrum das Coulombsche Gesetz gilt. Es ist anzunehmen, daß letzteres auch bei den radioaktiven Körpern bis zu einer derartigen Annäherung an den Kern anwendbar bleibt. In diesem Falle wären aber α-Strahlgeschwindigkeiten zu erwarten, welche die beobachteten Werte erheblich übertreffen, wie folgende Überschlagsrechnung an einem Beispiele lehrt. Sie möge sich auf Ra als strahlenden Körper beziehen. Da dessen Atomgewicht (226) größer als dasjenige des Goldes (197) ist, muß man damit rechnen, daß beim Ra-Kern das Gebiet, in welchem das Coulombsche Gesetz versagt, weiter hinausreicht als beim Au-Kern. Als nächstliegende einfache Annahme sei vorausgesetzt, daß der Radius r, von dem ab das erwähnte Gesetz gilt, dem Atomgewicht proportional ist. Letzteres ist bei Ra um $\frac{4}{226}$ zu vermindern, da der Kern soeben ein α-Teilchen verloren hat. Somit setzen wir für Ra

$$r = 3 \cdot 10^{-12} \cdot \frac{222}{197} \text{ cm} = 3{,}4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}.$$

Um eine untere Grenze für die sich ergebende α-Strahlgeschwindigkeit zu erhalten, nehmen wir an, daß im Abstand r vom Atomzentrum das

1) J. Chadwick, Phil. Mag. **40**, 734, 1920.

α-Teilchen gerade mit der Geschwindigkeit o ankommt. In Wirklichkeit hat man sich zu denken, daß auch noch bei kleineren Abständen eine abstoßende Kraft auf die Partikel wirkt, wenn sie auch geringer ist, als dem Coulombschen Gesetz entspricht. Da die Kernladung des Radiums nach Absonderung des α-Teilchens $86\,\varepsilon$ beträgt, erlangt letzteres die Energie

$$E = 2 \cdot 86 \cdot \varepsilon^2 \cdot \frac{1}{3{,}4 \cdot 10^{-12}}\,\text{erg} = 115 \cdot 10^{-7}\,\text{erg}.$$

Die Energie eines α-Strahles von Ra beträgt nur $E_\alpha = 75 \cdot 10^{-7}$ erg. Es ergibt sich also ein Energieüberschuß $\Delta E = 4 \cdot 10^{-6}$ erg. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den übrigen α-Strahlern der U-Ra-Reihe. (Siehe Anmerkung bei der Korrektur.) Ferner sei erwähnt, daß für $RaTh$ $\Delta E = 3 \cdot 10^{-6}$ und für Pa $\Delta E = 4 \cdot 10^{-6}$ erg ist. Die Energie eines α-Strahles beträgt bei diesen Körpern $8{,}4 \cdot 10^{-6}$ bzw. $7{,}9 \cdot 10^{-6}$ erg. Die angeführte Schwierigkeit kann man durch die Annahme beheben, daß entweder das α-Teilchen den Kern nicht als He^{++} verläßt, oder daß während seiner Aussendung der Kern eine wesentlich andere Anordnung seiner Bestandteile aufweist als die bei den Ablenkungsversuchen benutzten Körper.

Wir wenden uns zunächst der ersteren Annahme zu. Der He-Kern würde nach dieser bei seiner Emission zunächst mit wenigstens einem Elektron beladen sein, von dem er etwa umkreist wird. Nachdem er ein Stück seines Weges durchlaufen hat, müßte er das Elektron wieder abgeben, und dieses oder ein anderes müßte in den Kern gelangen. Es ist nun aber nicht anzunehmen, daß der Kern auf diese Weise ein Elektron von außen aufnehmen kann. Wenn ferner das α-Teilchen eine so starke Anziehung auf das Elektron ausübt, daß es dieses aus dem Kraftfeld des Kernes entfernen kann, so ist es wenig wahrscheinlich, daß eine Veranlassung dafür gegeben sein kann, daß das Elektron dem α-Teilchen entrissen wird, nachdem sich letzteres eine Strecke von dem Kern entfernt hat. Die erstere Annahme dürfte somit kaum zu Recht bestehen.

Wir gehen daher zur zweiten Annahme über, welche auf die Anordnung der Bestandteile des α-strahlenden Atomkernes Bezug nimmt. Die nächstliegende Vorstellung ist wohl die, daß die α-Partikel beim Verlassen des Kernes einen Teil ihrer Energie an ein oder mehrere Kernelektronen abgibt, indem sie diese in energiereichere Quantenbahnen befördert. Vermutlich werden die Elektronen bei der Rückkehr zu stabilen Bahnen die aufgenommene Energie als γ-Strahlung aussenden. Dieser Vorgang könnte sich stufenweise oder auf einmal vollziehen. Dementsprechend ist die Entstehung von γ-Strahlung verschiedener Härte möglich. Im folgenden beschränken wir uns auf die Betrachtung des letzteren Falles, bei dem also die härteste γ-Strahlung zustandekommt. Die Energie dieser γ-Strahlen beträgt mindestens

$$\Delta E = E - E_\alpha,$$

wobei E die obenerwähnte Energie ist, die dem α-Teilchen durch die Coulombsche Abstoßung zugeführt wird. Für Ra beträgt nach obiger Berechnung $\Delta E = 40 \cdot 10^{-7}$ erg. Dieser Energie entspricht die Schwingungszahl $\nu = 6{,}1 \cdot 10^{20}$ und die Wellenlänge $\lambda = 4{,}9 \cdot 10^{-11}$ cm. Wir haben es also mit einer äußerst kurzwelligen γ-Strahlung zu tun, wie sie erst in neuester Zeit aufgefunden worden ist (s. u.). Es wäre von Interesse, wenn sich feststellen ließe, ob manche α-Strahler eine so harte γ-Strahlung aussenden. Auch wenn die oben behandelte erste Annahme zu Recht bestehen sollte, wäre die Emission einer Ätherstrahlung zu erwarten. Diese würde bei dem erwähnten Übergang eines Elektrons in den Kern zustandekommen. Ihre Gesamtenergie müßte mindestens die soeben berechnete Größe ΔE aufweisen.

Die Wellenlänge $4{,}9 \cdot 10^{-11}$ cm ist nahezu die kürzeste, welche bei γ-Strahlen bisher beobachtet worden ist. Nach Black[1]) treten bei $ThB + C + C''$ Wellenlängen von $4{,}8 \cdot 10^{-11}$ und $4{,}7 \cdot 10^{-11}$ cm auf. Noch kurzwelliger ist die Höhenstrahlung, der nach Kolhörster[2]) eine Wellenlänge von etwa $2 \cdot 10^{-11}$ cm zukommt, bzw. eine Energie von etwa $10 \cdot 10^{-6}$ erg. Es ist bemerkenswert, daß diese Energie von derselben Größenordnung ist wie diejenige der schnellsten β-Strahlen. So fand D'Espine[3]) bei $RaB + C$ β-Strahlen bis zu 99,8 Proz. der Lichtgeschwindigkeit, entsprechend einer Energie von $12 \cdot 10^{-6}$ erg. Derselbe Autor erhielt mit Yovanovitch[4]) zusammen bei MTh_2 β-Strahlen von der gleichen Geschwindigkeit, bei $ThB + C$ hält er sogar Strahlen von 99,9 Proz. der Lichtgeschwindigkeit für möglich (etwa $17 \cdot 10^{-6}$ erg.). Nach Smekal[5]) tritt der Quantenvorgang ein, daß sich ein β-Strahlelektron aus dem Kern bis an die Oberfläche des Atoms bewegt und hierbei die Differenz seiner Energiebeträge als γ-Strahlung aussendet. Sonach besteht die Möglichkeit, daß die Höhenstrahlung (von Heß auch Ultragammastrahlung genannt)

1) D. H. Black, Nature **115**, 226, 1925.
2) Werner Kolhörster, Zeitschr. f. Phys. **36**, 147, 1926.
3) J. d'Espine, C. R. **180**, 1403, 1925.
4) D. Yovanovitch et J. d'Espine, C. R. **179**, 1662, 1924 und **180**, 202, 1925.
5) Adolf Smekal, Zeitschr. f. Phys. **10**, 275, 1922. Siehe besonders S. 276.

eine auf diesem Wege entstandene γ-Strahlung von radioaktiver Substanz, die sich vermutlich in außerirdischen Gebieten befindet, ist.

Es sei ferner die auffallende Tatsache hervorgehoben, daß die schnellsten β-Strahlen Energien von ähnlicher Größe wie die α-Strahlen aufweisen. Als Energie der ersteren wurde oben 12 bzw. $17 \cdot 10^{-6}$ erg angegeben, während diejenige der α-Strahlen zwischen 6 und $17 \cdot 10^{-6}$ erg gelegen ist. Ob hier ein innerer Zusammenhang vorliegt, möge dahingestellt bleiben.

Man kann es wohl als wahrscheinlich betrachten, daß alle primären β-Strahlen den Kern mit einer Anfangsgeschwindigkeit von der oben angegebenen Größenordnung verlassen[1]), wenn es auch nur bei einzelnen Körpern gelungen ist, so rasche β-Strahlen wirklich zu messen. Es ist auch damit zu rechnen, daß bei manchen Strahlern die vom Kern ausgesandten Elektronen durchweg oder bis auf einen nicht mehr nachweisbaren Rest in der oben erwähnten Weise γ-Strahlung erzeugen und damit für die β-Strahlung ausscheiden.

Nachdem der Kern ein Elektron (bzw. α-Teilchen) emittiert hat, verursacht nach L. Meitner[2]) die hierdurch bedingte Neuordnung seiner Bestandteile die Kern-γ-Strahlung. Diese Umordnung erfolgt wahrscheinlich stufenweise, so daß die von C. D. Ellis[3]) angenommenen Kernenergieniveaus eine Erklärung finden.

Zusammenfassung.

Nach den α-Strahlenzerstreuungsmessungen von Geiger und Marsden an Gold gilt das Coulombsche Gesetz selbst noch in der geringen Entfernung von $3 \cdot 10^{-12}$ cm vom Atommittelpunkt. Wenn dies auch bei den radioaktiven Körpern der Fall ist, ergeben sich wesentlich zu hohe α-Strahlgeschwindigkeiten. Diese Schwierigkeit kann man am besten durch die Annahme beheben, daß ein α-Teilchen beim Verlassen des Atomkernes Elektronen des letzteren in energiereichere Bahnen befördert. Bei ihrer Rückkehr zu stabilen Bahnen dürften diese Elektronen γ-Strahlung aussenden. Für den Fall, daß diese Rückkehr in einem Zuge erfolgt, wird für *Ra* die Wellenlänge der Strahlen berechnet und mit derjenigen der härtesten bekannten γ-Strahlen und der Höhenstrahlen verglichen.

Es wird gezeigt, daß man letztere als γ-Strahlen auffassen kann. Ferner wird erwähnt, daß vermutlich alle primären β-Strahlen Geschwindigkeiten besitzen, welche der Lichtgeschwindigkeit außerordentlich nahe kommen.

Anmerkung bei der Korrektur.

Nachträglich wurde mir eine Veröffentlichung von Rutherford[1]) bekannt, in welcher dieser die eingangs erwähnte Schwierigkeit durch seine Satellitenhypothese zu beheben sucht. Nach letzterer würden sich die α-Teilchen von vorn herein in genügender Entfernung vom Atomzentrum befinden, indem sie durch nahe gelegene Elektronen festgehalten werden. Auch bei dieser Anschauung ist, ähnlich wie oben, mit der Aussendung von γ-Strahlen zu rechnen, indem vielleicht bei der α-Strahlenemission die genannten Elektronen nach innen gezogen werden. Die angedeutete Vorstellung Rutherfords läßt es allerdings schwer verstehen, daß gemäß der Beziehung von Geiger und Nuttall die Zerfallskonstante durch eine hohe Potenz der α-Strahlgeschwindigkeit ausgedrückt wird[2]). H. Petterson wendet sich gegen die Satellitenhypothese[3]).

In der genannten Arbeit teilt Rutherford mit, daß bei Uran die Zerstreuungsmessungen die ungefähre Gültigkeit des Coulombschen Gesetzes bis herab zu etwa $3 \cdot 10^{-12}$ cm Abstand vom Atomzentrum zeigen. Daher kann der am Anfang der vorliegenden Notiz berechnete Radius r vielleicht noch etwas kleiner angenommen werden, so daß dann die Energie E und auch ΔE noch größer wird. Bei *Ra* könnte man etwa setzen

$$\Delta E = 7 \cdot 10^{-6} \text{ erg.}$$

Die zugehörige Wellenlänge ist $3 \cdot 10^{-11}$ cm.

1) Vom Ursprung ihrer Energie kann man sich leicht eine Anschauung bilden. Vgl. Hans Th. Wolff, diese Zeitschr. **25**, 348, 1924.

2) Lise Meitner, Zeitschr. f. Phys. **26**, 169, 1924.

3) C. D. Ellis, Proc. Roy. Soc. London (A) **101**, 1, 1922.

1) Ernest Rutherford, Science **62**, 209, 1925 (Phys. Berichte **7**, 1127, 1926).

2) Theoretische Erwägungen hierzu siehe F. A. Lindemann, Phil. Mag. **30**, 560, 1915 und Hans Th. Wolff, Physik. Zeitschr. **21**, 175, 1920.

3) Arkiv för Matematik, Astron. och Phys. (Stockholm) 19 B, Nr. 2.

Dresden, im August 1926.

(Eingegangen 3. August 1926.)

Das Gleichgewicht von Materie und Strahlung in Einsteins geschlossener Welt.

Von W. Lenz.

1. Einleitung.

Eddingtons Theorie der Sternentwicklung legt bekanntlich die Vermutung nahe, daß die von den Sternen ausgestrahlte Energie von Prozessen herrührt, bei denen Atomkerne bzw. Elektronen die ihrer Masse relativistisch entsprechende Energie „zerstrahlen“. Um den

Prozeßcharakter des Geschehens im Weltraum zu gewährleisten, hat Nernst dem die Annahme hinzugefügt, daß umgekehrt aus der Weltraumstrahlung spontan Atome von hoher Ordnungszahl entstehen.

In zwei kurzen Noten[1]) legt sich nun O. Stern die wichtige und verlockende Frage vor, welche Beziehung zwischen materieller Dichte bzw. Strahlungsdichte und Temperatur im Weltraum besteht, wenn, in Vereinfachung und Präzisierung obiger Annahmen, die Umwandlung von Materie (Elektronen, Wasserstoffkerne) in Strahlung als reversibel betrachtet wird und thermodynamisches Gleichgewicht im Weltraum herrscht. Stern denkt sich Materie (als ideales Gas) und Strahlung in einen Hohlraum von undurchlässigen Wänden eingeschlossen und errechnet auf einem weiter unten (unter (3)) angegebenen Weg das Entropiemaximum bei festgehaltener Gesamtenergie und festem Volumen. Er findet, daß bei etwa 100 Millionen Grad ein Elektron und bei etwa der 2000 fachen Temperatur ein Wasserstoffkern im cm^3 im Gleichgewicht mit der Strahlung ist. Wegen der zu fordernden elektrischen Neutralität der Welt müßte jeweils ein Elektron und ein H-Kern entstehen bzw. sich zerstrahlen. Trotz dieser Forderung und der dadurch bedingten schwindelnd hohen Gleichgewichtstemperaturen — auch um viele Zehnerpotenzen größere Verdünnungen können sie nicht wesentlich herabsetzen — kann der wissenschaftliche Takt den Thermodynamiker nicht abhalten, es als „sehr verlockend anzunehmen, daß der Weltraum sich im Gleichgewichtszustand befindet". Es scheint nun eine Möglichkeit zu geben die Ergebnisse der Gleichgewichtsberechnung zu mildern, wenn nicht ganz und gar annehmbar zu machen, und zwar durch Betrachtungen über:

2. Ausdehnung und Energieverteilung von Einsteins geschlossener Welt.

Wenn nämlich zur Herstellung eines Gleichgewichts erforderlich ist, daß durchschnittlich jeder dazu beitragende Elementarprozeß mehrfach hin und zurück durchlaufen, hier also jedes materielle Elementarteilchen mehrfach zerstrahlt und wieder gebildet wird, dann wird es nicht möglich sein einen hinreichend beständigen Hohlraum zu denken. Daher, besonders aber noch aus einem später zu erörternden mehr prinzipiellen Gesichtspunkt, ist es geboten die Sternschen Betrachtungen sogleich auf den ganzen Weltraum anzuwenden, und es wird zweckmäßig sein dabei die Einsteinsche dreidimensional geschlossene Welt zugrunde zu legen. Diese Welt wird als gleichmäßig dicht mit Materie erfüllt gedacht und hat in allen Punkten dieselbe Krümmung, die durch diese Dichte ϱ der Materie bestimmt ist. Zwischen der Gesamt-(Ruh-)masse der Welt M und dem Weltradius R besteht die Beziehung[1]):

$$4\pi^2 R = \varkappa M; \quad \varkappa = 1{,}86 \cdot 10^{-27}\,\mathrm{g^{-1}\,cm}. \qquad (1)$$

Es ist nun für das Folgende wichtig, zu bemerken, daß die Strahlungsenergie zur Ausdehnung der Welt keinen Beitrag liefert; wegen Verschwindens des Laueschen Skalars für elektromagnetische Felder fallen diese aus dem Krümmungsskalar heraus[2]). Entsteht aus der Weltraumstrahlung ein materielles Elementargebilde mit der Masse m, so wächst also der Radius der Welt um:

$$\delta R = \frac{\varkappa m}{4\pi^2} = R \cdot \frac{m}{M} = \frac{R}{N}, \qquad (2)$$

wenn alle Elementarteilchen der Welt als gleich angenommen werden und N deren Anzahl bedeutet. Für das Volumen der Welt hat man entsprechend

$$V = 2\pi^2 R^3; \quad \delta V = 3\frac{V}{M} m = \frac{3V}{N} = \frac{3m}{\varrho}. \qquad (3)$$

Es ist also, bei Annahme von Prozessen der Zerstrahlung und Rückbildung der Materie, der Radius der Welt für eine gegebene Gesamtenergie im allgemeinen veränderlich und erst dann fest bestimmt, wenn eine Gleichgewichtsforderung die materielle und die Strahlungsenergie der Welt in ein festes Verhältnis setzt.

Aus (3) ergibt sich ferner eine sehr wichtige allgemeine Folgerung, auf die weiter oben schon Bezug genommen war. Wenn nämlich die Entstehung oder Zerstrahlung eines materiellen Teilchens das Volumen der ganzen Welt ändert, so schließt dies grundsätzlich die Möglichkeit aus, ein im Sternschen Sinn abgeschlossenes Volumen innerhalb der Welt vorauszusetzen[3]).

1) O. Stern, Zeitschr. f. Elektrochemie **31**, 448, 1925 und Zeitschr. f. physikal. Chemie **120**, 60, 1926.

1) Vgl. z. B. A. Einstein, Vier Vorlesungen über Relativitätstheorie. Braunschweig 1922. S. 69.

2) Hierauf hat mich Herr O. Halpern bei anderer Gelegenheit aufmerksam gemacht, und damit ein Argument gegen die Nullpunktsenergie der Strahlung entkräftet. Bei Zulassung von Wellen bis zu den kürzesten (an radioaktiven β-Strahlen) beobachteten Wellenlängen von $\lambda \sim 2 \cdot 10^{-11}$ cm erhielte man im Vakuum eine Energiedichte von solchem Betrag, daß die Welt nicht bis zum Mond reichen könnte, wenn diese Strahlung, in materielle Dichte umgerechnet ($u/c^2 \sim 10^6$), zur Weltkrümmung beitrüge.

3) Ich verdanke diesen Gesichtspunkt einer mündlichen Bemerkung von Herrn O. Stern.

De Sitter schätzt die Dichte ϱ der Welt auf etwa 10^{-25} bis 10^{-26} g/cm^{-3}. Für ein Wasserstoffatom wird daher δV von der Größenordnung 10^2 cm^3. Dieser Umstand ändert das Ergebnis der Sternschen Rechnung ganz wesentlich, wie nunmehr zu zeigen ist.

3. Gleichgewichtsberechnung.

Wir haben hier den Sternschen Gedankengang zu reproduzieren mit der Abänderung, daß als Volumen dasjenige der Welt und seine Veränderlichkeit entsprechend (3) genommen wird. Die Materie erfülle den Raum als ideales Gas mit lauter gleichen Atomen, die Strahlung sei schwarz. Es seien nun:

U, S, M, V	Gesamtenergie, Entropie, materielle Masse und Volumen der Welt.
m, u_g, s_g	die auf das einzelne Gasatom entfallende Masse, Energie u. Entropie.
u_s, s_s	Energie und Entropie eines cm^3 schwarzer Strahlung.
T, h, k, c	absolute Temperatur, Plancksche und Boltzmannsche Konstante, Lichtgeschwindigkeit.
N, p_g, p_s	Gesamtzahl der Gasatome der Welt, Gasdruck und Strahlungsdruck.

Es ist ferner eine Festlegung des Nullzustandes der Energie und Entropie erforderlich; wir setzen mit Stern:

$$\left.\begin{aligned} u_g &= mc^2 + \frac{3}{2}kT; \\ s_g &= \frac{5}{2}k + k\log\frac{V}{N}\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3}. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Die Gesamtentropie, etwa eines cm^3, soll sich in üblicher Weise additiv aus den Werten für das Gas und die Strahlung allein berechnen; man hat dann für die ganze Welt:

$$U = Nu_g + Vu_s; \quad S = Ns_g + Vs_s.$$

Im Gleichgewichtszustand ist zu fordern $\delta S = 0$ mit $\delta U = 0$, wobei die Variation darin besteht, daß δN Atome gebildet oder zerstrahlt werden, d. h.

$$\begin{aligned} \delta U &= u_g\delta N + N\delta u_g + u_s\delta V + V\delta u_s = 0, \\ \delta S &= s_g\delta N + N\delta s_g + s_s\delta V + V\delta s_s = 0. \end{aligned}$$

Hieraus wegen $\delta u_s = T\delta s_s$:

$$\begin{aligned} (u_g - Ts_g)\delta N &+ N(\delta u_g - T\delta s_g) \\ &+ (u_s - Ts_s)\delta V = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Für das mittlere Glied ergibt sich nach (4) $-NkT\delta\log v$, wenn $v = V/N$ das auf ein Atom entfallende Volumen bedeutet, d. h. aber mit Rücksicht auf (3) für δN entstehende Atome[1]):

$$N(\delta u_g - T\delta s_g) = -2kT\delta N.$$

Im letzten Term von (5) ist $u_s - Ts_s = -u_s/3$ einzuführen, und es ergibt sich mit (3) unter Forthebung von δN insgesamt aus (5):

$$u_g - Ts_g - 2kT - \frac{u_s V}{N} = 0. \quad (6)$$

Der Unterschied gegen Sterns Ergebnis ist im wesentlichen das Hinzutreten des letzten Gliedes; dieses ist wegen $V/N \sim 10^2$ cm^3 schon für mäßige Temperaturen ($\sim 1^0$ abs.) groß gegen die beiden mittleren Glieder (man beachte den Logarithmus in s_g) und kann nur durch $u_g = mc^2$ aufgehoben werden, so daß:

$$Nu_g = Vu_s. \quad (7)$$

D. h. im Gleichgewicht müssen Strahlungsenergie und materielle Energie der Welt einander gleich sein, ein Ergebnis von bestrickender Einfachheit. Hiermit ist zugleich auch der Radius der Welt bei gegebener Gesamtenergie bestimmt, indem wegen $Nu_g = Nmc^2 = Mc^2$ der materielle Anteil an der Gesamtenergie durch (7) festgelegt ist. Mit Benutzung des Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes[2]) $u_s = aT^4$ kann aus (7) die Temperatur des Weltraumes gefunden werden. Es ist dabei am zweckmäßigsten M und V mittels (1) und (3) durch R auszudrücken, so daß:

$$T^2 = \frac{1}{R}\left(\frac{2c^2}{\varkappa a}\right)^{1/2} \sim \frac{10^{31}}{R}, \quad (8)$$

R in cm zu messen. De Sitters Dichteschätzung entspricht wegen $R^2 = 2/\varkappa\varrho$ einem Weltradius von etwa 10^{26} cm, so daß sich die Temperatur des Weltraumes zu etwa 300^0 abs. errechnete, also immer noch zu hoch.

Die Schätzung des Weltradius ist natürlich reichlich ungewiß, und es erscheint nicht unzulässig, wesentlich größere Werte anzunehmen und damit die aus (8) folgende Temperatur herabzudrücken. Ja, bei hinreichendem Vertrauen in die hier entwickelte Theorie könnte man umgekehrt aus der geschätzten (Höchst-) Temperatur des Weltraumes ein Urteil über die Größe des Weltradius gewinnen. Einer Temperatur von 1^0 abs. würde ein Radius von 10^{31} cm entsprechen, 10^5 mal so groß als de Sitters Wert.

Es ist nun wichtig, nachzuprüfen, ob bei unserem Verfahren auch die frühere Schwierig-

1) In (3) war $\delta N = 1$ gesetzt.

2) Eine Nullpunktsenergie der Strahlung soll wegen der bekannten Unbestimmtheiten dieser Annahme nicht in Beträcht gezogen werden.

keit fortfällt, daß immer ein Elektron und ein Wasserstoffkern zugleich entstehen müßte. Denkt man sich die Welt als aus Elektronen und Wasserstoffkernen bestehend und im Zustande vollständiger Dissoziation befindlich, so daß die Materie als Gemisch zweier idealer Gase betrachtet werden kann, so überschlägt man leicht, daß immer noch die Forderung $Mc^2 = u_i \cdot V$ erhalten bleibt. Es macht keinen Unterschied, ob ein Elektron oder ein Wasserstoffkern gebildet oder zerstrahlt wird. Die Neutralitätsforderung reduziert sich dann auf die triviale Bedingung, daß im Gleichgewichtszustand ebensoviel Elektronen als Wasserstoffkerne in der Welt vorhanden sein müssen; da ja stets ebenso viele Gebilde jeder Art erzeugt werden als zerstrahlen, so bleibt der Zustand der Neutralität dauernd erhalten.

Zusammenfassung.

Die Anwendung einer Überlegung von O. Stern betr. das Gleichgewicht zwischen Strahlung und Materie auf Einsteins geschlossene Welt liefert die Bedingung, daß die Strahlungsenergie und die materielle Energie der Welt einander gleich sein müssen und ergibt bei Kenntnis des Weltradius eine Bestimmung der Temperatur des Weltraumes.

(Eingegangen 23. August 1926.)

Die Form der Raum—Zeit-Oberfläche eines Gravitationsfeldes, das von einer punktförmigen Masse herrührt [1]).

Von Enrique Loedel-Palumbo.

Man weiß, daß nach Einsteins Gravitationstheorie die Gravitation nichts anderes als die Kundgebung der nicht-euklidischen Struktur des Universums ist. Die Bahn eines freien Körpers würde eine geodätische Linie der nicht-euklidischen Raum—Zeit-Mannigfaltigkeit von vier Dimensionen sein. Somit ist das Gravitationsproblem nur ein rein geometrisches Problem.

Das Einsteinsche Gravitationsgesetz, — in Formel geschrieben: $G_{rs} = 0$; in welcher G_{rs} der zusammengezogene Tensor von Riemann-Christoffel ist, — führt dahin, als den Ausdruck des Linienelementes der Raum—Zeit-Mannigfaltigkeit den folgenden Ausdruck von Schwarzschild anzunehmen:

$$\left.\begin{aligned} ds^2 = c^2\left(1 - \frac{2Km}{c^2 r}\right)dt^2 - \\ - r^2(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta\, d\varphi^2) - \frac{1}{1 - \frac{2Km}{c^2 r}}dr^2 \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wenn die Masse m in dem Anfangspunkt der Polarkoordinaten r, ϑ und φ, t existiert; dann ist K die Newtonsche Konstante und c die Lichtgeschwindigkeit.

Wenn man $c = 1$ und $2Km = A$ setzt, und wenn man $\vartheta =$ konst. und $\varphi =$ konstant nimmt, folgt:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{A}{r}\right)dt^2 - \frac{1}{1 - \frac{A}{r}}dr^2, \quad (2)$$

welches der Ausdruck des Linienelementes einer zweidimensionalen Oberfläche ist. Die geodätischen Linien dieser Oberfläche werden die Linien im Universum, welche die Körper im Fallen beschreiben, sein, wenn die Anfangsgeschwindigkeit Null ist oder die Richtung von r hat.

Um uns diese Oberfläche vorstellen zu können und dadurch ein konkretes Bild von ihr zu bekommen, das uns erlaubt, die Ursache der scheinbaren Anziehungskraft — die den Fall der Körper verursacht — zu sehen, tauchen wir sie in den dreidimensionalen euklidischen Raum ein.

Um die durch (2) ausgedrückte Oberfläche in Wirklichkeit umzusetzen, nehmen wir $t = i\tau$ und durch Vertauschung des Vorzeichens von ds^2 erhalten wir:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{A}{r}\right)d\tau^2 + \frac{1}{1 - \frac{A}{r}}dr^2. \quad (3)$$

Seien x, y und z die orthogonalen kartesischen Koordinaten unseres dreidimensionalen Raumes, in welchem wir die durch (3) ausgedrückte Oberfläche einführen wollen, so haben wir:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2, \quad (4)$$

in welcher x, y und z gewisse Funktionen von τ und r sein werden:

$$\left.\begin{aligned} x &= X(\tau r) \\ y &= Y(\tau r) \\ z &= Z(\tau r) \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

welche um die Oberfläche zu kennen, bestimmt werden müssen.

[1]) Die Idee zu dieser Arbeit habe ich Herrn Einstein vorgelegt, anläßlich des Empfangs, den die Academia de Ciencias Exactas, Fisicas y Naturales zu Buenos Aires ihm im vorigen Jahre bot, während er unter uns verweilte. Damals hatte ich die Gleichungen (6) noch nicht integriert, später jedoch kam ich dazu.

[1]) Siehe z. B.: Eddington, Espace, Temps et Gravitation 1921 (Theoretischer Teil, S. 67 ff.).

Für die Formeln (5) haben wir:

$$dx^2 = \left(\frac{\partial X}{\partial \tau}\right)^2 d\tau^2 + 2\,\frac{\partial X}{\partial \tau}\,\frac{\partial X}{\partial r}\,d\tau\,dr + \left(\frac{\partial X}{\partial r}\right)^2 dr^2,$$

$$dy^2 = \left(\frac{\partial Y}{\partial \tau}\right)^2 d\tau^2 + 2\,\frac{\partial Y}{\partial \tau}\,\frac{\partial Y}{\partial r}\,d\tau\,dr + \left(\frac{\partial Y}{\partial r}\right)^2 dr^2,$$

$$dz^2 = \left(\frac{\partial Z}{\partial \tau}\right)^2 d\tau^2 + 2\,\frac{\partial Z}{\partial \tau}\,\frac{\partial Z}{\partial r}\,d\tau\,dr + \left(\frac{\partial Z}{\partial r}\right)^2 dr^2.$$

Summierend und die Koeffizienten in (3) und (5) gleichsetzend erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{\partial X}{\partial \tau}\right)^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial \tau}\right)^2 + \left(\frac{\partial Z}{\partial \tau}\right)^2 &= 1 - \frac{A}{r} \\ \frac{\partial X}{\partial \tau}\,\frac{\partial X}{\partial r} + \frac{\partial Y}{\partial \tau}\,\frac{\partial Y}{\partial r} + \frac{\partial Z}{\partial \tau}\,\frac{\partial Z}{\partial r} &= 0 \\ \left(\frac{\partial X}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial Z}{\partial r}\right)^2 &= \frac{1}{1 - \frac{A}{r}} \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Diese Formeln müssen wir integrieren, um die Funktionen (5) zu erhalten. Wir setzen:

$$\left.\begin{aligned} X &= \varphi(r)\cdot\cos\tau \\ Y &= \varphi(r)\cdot\sin\tau \\ Z &= \varphi(r) \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

in welchen, wenn Z nur eine Funktion von r ist, die zweite Gleichung von (6), die der Orthogonalität, identisch befriedigt ist. Indem wir die Werte in die erste der obigen Gleichungen einführen, erhalten wir

$$\varphi(r) = \sqrt{1 - \frac{A}{r}} \quad (8)$$

und indem wir die Werte in die letzte der erwähnten Gleichungen einführen, mit Hilfe von (7) und (8)

$$\left(\frac{dZ}{dr}\right)^2 = \frac{4r^4 - A^2}{4r^4\left(1 - \frac{A}{r}\right)}. \quad (9)$$

Also werden die Funktionen, welche wir suchen, die folgenden sein

$$\left.\begin{aligned} X &= \sqrt{1 - \frac{A}{r}}\cdot\cos\tau \\ Y &= \sqrt{1 - \frac{A}{r}}\cdot\sin\tau \\ Z &= \frac{1}{2}\int\sqrt{\frac{4r^4 - A^2}{r^3(r - A)}}\,dr. \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Da $x^2 + y^2 = 1 - \frac{A}{r}$; $r = \frac{A}{1 - (x^2 + y^2)}$ und Z nur eine Funktion von r ist, so stellen die Formeln (10) eine Umdrehungsoberfläche um die Achse Z dar.

Nehmen wir:

$$\left.\begin{aligned} R &= \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{1 - \frac{A}{r}}; \\ r &= \frac{A}{1 - R^2} \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

dann ist der Ausdruck für Z:

$$Z = \int\sqrt{\frac{4A^2 - (1 - R^2)^4}{(1 - R^2)^4}}\,dR \quad (12)$$

in welchem wir reelle Werte von $\frac{dz}{dR}$ haben für die unten angeführten Werte von R^2:

$$1 - \sqrt{2A} \leq R^2 \leq 1. \quad (13)$$

Für r werden die entsprechenden Variationen, (siehe (11)) folgende sein:

$$\sqrt{\frac{A}{2}} \leq r \leq \infty, \quad (14)$$

für $R^2 = 1 - \sqrt{2A}$ ist $\frac{dz}{dR} = 0$, und für $R^2 = 1$, $\frac{dz}{dR} = \infty$; also ist in dem Intervall (13) $\frac{dz}{dR} > 0$ (wenn man für die Wurzel das positive Vorzeichen nimmt, d. h.. wenn man nur einen einzigen Zweig der Kurve in Betracht zieht).

Da außerdem in dem Intervall (13)

$$\frac{d^2z}{dR^2} > 0$$

so wird die Kurve konkav sein mit Rücksicht auf Z.

Durch das hier gesagte können wir uns eine Vorstellung von der — in Fig. 1 gezeichneten — Kurve machen.

Die Linien: $R =$ konst. werden die Zeitlinien, dargestellt durch Breitenkreise mit Zentrum in der Z-Achse, und die Meridiane der Oberfläche werden die Linien $t =$ konst. sein. Die Bahn eines Körpers, der von A mit der Geschwindigkeit Null ausgeht, würde die geodätische Linie durch A sein, tangentiell zu der Zeitlinie in diesem Punkt. Diese geodätische Linie ist repräsentiert durch die A, B, C Kurve, und im Durchschnitt durch A', B', C'. — Da wir

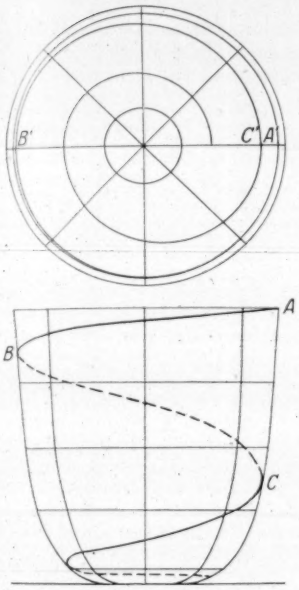

Fig. 1

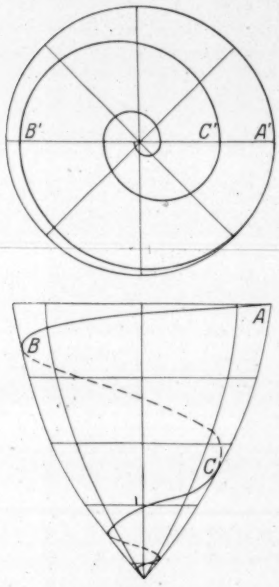

Fig. 2.

$c = 1$ gemacht haben, so wird die geodätische Linie eines Lichtstrahles nahezu bei 45^0 die Zeitlinien schneiden.

Durch (10) sehen wir, daß die Zeit τ wie ein Bogenstück des Breitenkreises fungiert. Für $r = \infty$ ist $R = 1$ und die Länge des Bogens, der in dem Unendlichen die Zeit mißt, wäre gleich dem Winkel α, der gebildet wird von zwei Meridiankurven, aber in einem Abstande R von Z wird die entsprechende Zeit durch

$$\tau' = R \cdot \alpha = R \cdot \tau$$

ausgedrückt sein; und da

$$R = \sqrt{1 - \frac{A}{r}}$$

haben wir:

$$\tau' = \sqrt{1 - \frac{A}{r}} \cdot \tau. \qquad (15)$$

Daher erklären sich jetzt äußerst klar durch unsere geometrische Darstellung alle Folgen der Einsteinschen Gravitationstheorie, in welchen nur die Koordinaten r und t vorkommen.

Für $R = 1$ und $r = \infty$ ist die Oberfläche zylindrisch, d. h., sie hat die Krümmung Null, ist also einer Ebene äquivalent, und die geodätischen Linien, die Schraubenlinien sein sollten, verwandeln sich in gerade Linien. Darum, und wie es zu erwarten war, ist diese Oberfläche im Unendlichen euklidisch.

Durch die Formel (3) kann man die Gaussische Krümmung dieser Oberfläche mittels folgender Formel ausrechnen[1]):

$$K = \frac{(12, 12)}{g}, \qquad (16)$$

in welcher (12, 12) das einzige Riemannsche Symbol erster Ordnung, das nicht zu Null wird, ist, und g die Diskriminante.

Es resultiert:

$$K = \frac{A}{r^3}. \qquad (17)$$

In dem Fall der Erde, wo $A = 1$ (konst.), ist die Krümmung der Raum—Zeit-Mannigfaltigkeit hervorgerufen durch das Gravitationsfeld der Erde, an ihrer Oberfläche nahezu:

$$K = 3{,}9 \cdot 10^{-27} [\mathrm{cm}^{-2}],$$

weshalb man sie in einer kleinen Region als euklidisch ansehen kann, was trotzdem nicht

1) Siehe z. B. Marcolongo, Relativita. Messina 1923. S. 19 ff.

hindert, daß es diese Krümmung ist, die die Gravitation verursacht, weil wir in der Zeit ungeheure Abstände durchlaufen, da eine Sekunde 300000 Kilometern entspricht. Ein Körper wenn er fällt, durchläuft nur etwa 5 Meter in der ersten Sekunde, in welcher die geodätische Linie des Falles sich die ersten 300 Millionen Meter von der Zeitlinie entfernt, gerechnet von dem Punkte auf der gemeinschaftlichen Tangente.

Diese geometrische Veranschaulichung kann man auch erlangen, indem man die reelle Zeit benutzt, d. h., indem man von Formel (2), statt von Formel (3) ausgeht.

Den gleichen Weg folgend, erhalten wir für x und y die gleichen Ausdrücke (10) und für $\frac{dz}{dr}$ statt (9) bekommen wir:

$$\left(\frac{dz}{dr}\right)^2 = -\frac{4r^4 + A^2}{4r^4\left(1 - \frac{A}{r}\right)} \qquad (18)$$

Nehmen wir $\xi = iz$, folgt:

$$\frac{d\xi}{dr} = \sqrt{\frac{4r^4 + A^2}{4r^4\left(1 - \frac{A}{r}\right)}} \qquad (19)$$

und wenn wir ξ als Funktion von R ausdrücken, resultiert an Stelle von (12):

$$\xi = \int \sqrt{\frac{4A^2 + (1 - R^2)^4}{(1 - R^2)^4}}\, dR\,. \qquad (20)$$

$$\xi = \sqrt{1+\alpha}\cdot R + \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha}}\frac{4!}{3!}\cdot\frac{R^3}{3!} + \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha}}2(2\times 2-1)\frac{5!}{3!}\frac{R^5}{5!} + \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha}}\cdot 2^{n-1}(2n-1)\frac{(n+3)!}{3!}\cdot\frac{R^{2n+1}}{(2n+1)!} + \cdots$$

$$= \frac{\alpha}{\sqrt{1+\alpha}}\left[\frac{1+\alpha}{\alpha}R + \frac{2}{3}R^3 + R^5 + \frac{10}{21}R^7 + \frac{7}{54}R^9 + \frac{4}{165}R^{11} + \cdots\right],$$

d. h. eine Reihe, die uniform konvergent ist in dem Intervall:

$$0 < R < 1.$$

Wir glauben, daß es uns gelungen ist, durch diese geometrische Veranschaulichung, in einem Spezialfall ein konkretes Bild zu geben von Einsteins allgemeiner Relativitätstheorie, ein Bild, das die Bedeutung der Gravitation in der nämlichen Theorie verständlich macht.

Der Vorteil, die Oberfläche so auszudrücken, ist, daß man reelle Werte von ξ erhält für Werte von R im Intervalle:

$$0 \leq R \leq 1,$$

woraus folgt, daß das Variationsfeld von r statt (14):

$$A < r < \infty$$

ist.

In diesem Falle hat man für $R = 0$:

$$\frac{d\xi}{dR} = \sqrt{4A^2 + 1}$$

und da A sehr klein ist, wird der Winkel, den die Generatorkurve im Ausgangspunkt bildet, nahezu 45^0 sein. Auf gleiche Weise, wie vorher, haben wir diesmal für $R = 1$ $\frac{d\xi}{dR} = \infty$.

Für $R = 0$ ist auch

$$\frac{d^2\xi}{dR^2} = 0,$$

d. h., wir haben einen Wendepunkt im Ausgangspunkt.

In der Fig. 2 stellen wir die Oberfläche dar, ohne den Teil zu zeichnen, der dem negativen ξ entspricht.

Schließlich ist der Ausdruck für ξ als Funktion von R, indem wir $\alpha = 4A^2$ nehmen:

La Plata, 17. April 1926.

(Eingegangen 30. Juni 1926.)

BESPRECHUNGEN.

Hugo Dingler, Der Zusammenbruch der Wissenschaft und der Primat der Philosophie. 400 S. München, E. Reinhardt. 1926. Geb. M. 16.—.

Es ist nicht leicht, von dem Inhalt dieses nicht nur umfangreichen, sondern auch gedankenreichen Werkes in wenigen Worten Rechenschaft zu geben und es ist überhaupt kaum möglich, wenn man die in vorhergehenden Schriften des Verfassers entwickelten erkenntniskritischen und wissenschaftstheoretischen Überlegungen und Ansichten nicht als bekannt voraussetzen will. Und auch die endgültige Stellungnahme wird wie bei allen philosophischen Untersuchungen trotz aller Schärfe der Deduktionen und Klarheit der Beweisführungen letzten Endes auch

hier Sache des persönlichen Geschmacks bleiben. Aber ich glaube, daß alle nicht ganz aphilosophisch eingestellten Naturwissenschaftler und insbesondere die Physiker dies Buch lesen sollten und auch mit Interesse und Nutzen lesen würden, auch wenn sie in manchen Einzelheiten oder vielleicht sogar in den Grundgedanken anderer Meinung sind wie der Verfasser; mit einem flüchtigen Durchsehen ist es allerdings dabei nicht getan, das Buch macht seinem Leser die Sache nicht eben leicht und verlangt ein eingehendes Studium.

Was der Verfasser zeigen will — ob und wieweit ihm dies gelingt, möge jeder Leser selbst entscheiden — geht vielleicht am besten hervor aus einer Stelle im Vorwort: „. . . . Inzwischen aber wurden alle alten Gesetze der Wissenschaft in Frage gestellt, in immer kürzeren Zwischenräumen wurde in ganzen Wissenschaften das Unterste zu oberst gekehrt und schließlich entstand der Zustand, in dem wir uns befinden. Der Zustand, wo nichts mehr wirklich sicher, alles möglich ist und zugleich auch alles behauptet wird, wo es keine Basis und keine Richtlinien mehr gibt, nichts was sicher wäre". Das Mittel, mit dem der Verfasser den Beweis für diese Behauptung erbringt, sind nicht ein oberflächlicher Dilettantismus und ein Herumreden, sondern ernste historische und sachliche Analyse, erläutert an vielen konkreten Beispielen, das Heilmittel gegen den Zusammenbruch ist gegeben in dem System der reinen Synthese und in dem Primat der Philosophie, angedeutet bereits im Untertitel des Werkes. So steht dem Negativen und dem Pessimismus auch Positives gegenüber. Nicht nur in vielen feinen historischen Betrachtungen — es sei z. B. nur hingewiesen auf die sicher vielen Lesern neue und der Schulmeinung jedenfalls noch vielfach unbekannte Aufklärung über Galileis „induktive" Forschungsmethode — sondern eben in den durch das System der reinen Synthese gegebenen Richtlinien. Hier bleibt allerdings Vieles nur Konstruktion und muß es vorläufig wohl auch bleiben; denn man darf dabei nicht vergessen, daß es sich hier um Prinzipienfragen handelt und daß mit der Aufzeigung eines möglichen Weges schon die Hauptsache gewonnen ist.

Vielleicht wird diese Andeutung, wovon das Buch handelt, in manchen Fachgenossen den Wunsch wecken, es selbst kennen zu lernen und so den Wunsch des Referenten unterstützen, es möge Beachtung und Verbreitung finden. R. Seeliger.

C. F. Elwell, Der Poulsen-Lichtbogengenerator. 180 S. mit 149 Textabbildungen. J. Springer. 1926. M. 13.50.

In den ersten Abschnitten gibt der Verfasser eine kurze Übersicht über die geschichtliche Entwicklung und anschließend eine recht oberflächliche und in ihrer Kürze nur für den Kenner des Gebietes lesbare, für diesen aber in der vorliegenden Form unnötige Einführung in die Theorie des Duddellbogens. Als ein Beispiel für die Art der Darstellung möge die folgende „Ableitung" der statischen Bogencharakteristik genügen: „Ein Lichtbogen besteht aus einem gasförmigen Leiter von bestimmter Länge und bestimmtem Querschnitt, letzterer (?) wird von Ionen gebildet, die in um so größerer Anzahl vorhanden sind, je größer der Strom ist (?). Hieraus ergibt sich, daß der Widerstand des Bogens um so geringer ist, je größer der Strom ist" usw. Sehr viel besser sind die folgenden Abschnitte, die, rein technisch orientiert, die Schaltungen, viele Beispiele von bereits ausgeführten Poulsenanlagen mit instruktiven Bildern, konstruktive Einzelheiten, Hilfsapparate und dgl. bringen. Hier bewegt sich der Verfasser offenbar auf einem ihm genau bekannten Gebiet und hat in der Zusammenstellung eines reichhaltigen Materials sicher nützliche Arbeit geleistet. Den Physiker dürfte vor allem ein Abschnitt über den Poulsengenerator als Meßinstrument interessieren, in dem die Verwendung hochfrequenter ungedämpfter Schwingungen zu Meßzwecken eingehend besprochen ist. Auch ein ausführliches Literaturverzeichnis wird gute Dienste leisten können. R. Seeliger.

W. Schmidt, Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen. Probleme der Kosm. Physik. VII. 8°. VIII u. 118 S. m. 5 Figuren. Hamburg, H. Grand. 1925. M. 7.—, geb. M. 8.—.

Führt man in die Bewegungsgleichungen der Luft außer der ablenkenden Kraft der Erdrotation auch die Reibung ein, so ergibt sich bekanntlich für stationäre Strömung eine eigentümliche Windverteilung in der Vertikalen, bei welcher die Windvektoren der verschiedenen Höhenschichten, wenn man sie alle auf den Boden projiziert, mit ihren Spitzen eine für wachsende Höhen immer enger werdende logarithmische Spirale bilden, deren Ursprung schließlich dem von Reibung unbeeinflußten Gradientwind entspricht. Auf der nördlichen Halbkugel hat man dann Rechtsdrehung und Zunahme des Windes mit der Höhe, und zwar geht sowohl die Rechtsdrehung als auch die Zunahme zunächst noch etwas über den Gradientwind hinaus, um dann wieder auf diesen zurückzugehen. Diese zuerst 1908 von Åkerblom, dann auch von Hesselberg und Sverdrup sowie F. M. Exner in die Meteorologie eingeführte Theorie ist derjenigen von Ekman für ozeanische Triftströme nachgebildet. Diese Windverteilung entspricht völlig den aerologischen Beobachtungen, nur zeigen letztere, daß die „Reibungshöhe", d. i. dasjenige Höhenintervall, in welchem der Radiusvektor der Spirale einen Winkel von 180 Grad beschreibt, etwa 1000 m beträgt, und daraus ergibt sich ein Reibungskoeffizient, der den physikalisch bestimmten Koeffizienten der inneren Reibung der Luft etwa 300000 mal übertrifft. Daraus folgt, daß wir es beim Winde überhaupt nicht mit echter Reibung, sondern mit Scheinreibung, nämlich Massenaustausch durch Turbulenz, zu tun haben. Der so bestimmte „virtuelle Reibungskoeffizient" wird dadurch zu einem allgemeinen Koeffizienten des Massenaustausches, der nun maßgebend ist für den Austausch aller Eigenschaften, die den Luftmassen anhaften, wie Wärmegehalt, Wasserdampfgehalt u. a. W. Schmidt hat 1907 in mehreren Abhandlungen diesen wichtigen verallgemeinernden Schritt ausgeführt. Im vorliegenden Buche gibt er nun eine sehr dankenswerte und äußerst anregende Zusammenfassung aller mit Massenaustausch zusammenhängenden Austauschprobleme, und zwar nicht nur im Bereich der Atmosphäre, sondern auch des Meeres. Das Austauschprinzip erweist sich dabei als ungemein fruchtbar und bringt für die verschiedensten Wissenszweige wichtige Beiträge.

Die Herleitung und Diskussion der Grundformel nimmt nur wenige Seiten in Anspruch. Ist s irgendeine Eigenschaft der Masseneinheit Luft, also $\frac{ds}{dz}$ ihr Gefälle mit der Höhe, so entsteht durch den Austausch ein vertikaler Fluß oder Transport dieser Eigenschaft im Betrage von

$$\mathfrak{S} = -A\frac{ds}{dz}$$

wo A der Austauschkoeffizient, in der Atmosphäre

meist (doch variierend) etwa 50 $\frac{g}{cm\,sec}$ ist. Der Hauptteil des Buches besteht nun aus Anwendungen und gliedert sich nach Scheinleitung der Wärme, Scheindiffusion und Scheinreibung.

Bei der Scheinleitung wird zunächst die Wirkung der vertikalen Temperaturverteilung besprochen. Die potentielle Temperatur nimmt mit der Höhe zu. Setzen wir sie in die Gleichung ein, so ergibt sich ein abwärts gerichteter Wärmestrom, der für Mitteleuropa etwa 50 Grammkalorien pro Tag und cm² beträgt. Die Troposphäre wird also nicht vom Boden her geheizt, sondern erwärmt umgekehrt den Boden. In den Tropen kehrt sich allerdings die Richtung des Wärmestromes um. Die tägliche Temperaturschwankung wird in sehr interessanter Weise zerlegt in einen Strahlungsteil und einen Teil mit Scheinleitung, dessen Hinaufwandern zu höheren Schichten sich analog der Wärmeleitung im Boden behandeln läßt. Klimatisch ergibt sich die Regel: je größer der Austausch, desto kleiner die Temperaturschwankung. Der Unterschied zwischen Land- und Seeklima wird darin gefunden, daß die der Unterlage zugestrahlte Wärme auf dem Lande nur durch echte Leitung, auf See durch Scheinleitung, also in viel größerem Maßstab, nach unten abgeführt wird. Nebenher gehen immer entsprechende Anwendungen auf das Wasser, worauf hier nur hingewiesen werden kann.

Bei der Scheindiffusion handelt es sich um sehr mannigfaltige Probleme. Aus der bekannten Verteilung des Wasserdampfes in der Vertikalen und der anderweitig bestimmten Größe des Austauschs läßt sich der aufwärts gerichtete Wasserdampftransport und damit die Verdunstung berechnen. Man erhält etwa 160 mm Wasser jährlich. Umgekehrt kann man auch aus dem Niederschlag der ganzen Erde den mittleren Austausch berechnen und erhält etwa $A = 100$. Weiter wird die Frage der Zusammensetzung der Luft in großen Höhen behandelt, auf die wir am Schluß zurückkommen. Eine Diskussion der Verteilung der Kondensationskerne ergibt, daß 500 Kerne pro Sekunde durch 1 cm² nach oben wandern. Für die Abnahme von Staub, Sand, Treibschnee u. a. mit der Höhe ergibt sich ein Exponentialgesetz, das zahlenmäßig angebbar ist, wenn der Austausch und die Sinkgeschwindigkeit der Teilchen bekannt sind. Auch für Flugdauer und Flugzeiten von Pflanzensamen, Sporen, Blütenstaub usw. ergibt sich eine einfache Theorie, welche die mittleren Verbreitungsgrenzen zu berechnen gestattet. Von großem Interesse ist auch die Anwendung auf luftelektrische Fragen: Die aus der Bodenluft stammenden positiven Ionen werden durch Austausch nach oben geführt. Die Rechnung zeigt aber, daß dieser Konvektionsstrom bei weitem nicht ausreicht, um dem abwärts gerichteten Leitungsstrom die Wage zu halten. Sehr interessant sind auch die Rechnungsergebnisse über die vertikale Verteilung der verschiedenen radioaktiven Zerfallsprodukte auf Grund des Austausches mit Berücksichtigung ihrer Lebensdauer, eine Untersuchung, die Schmidt gemeinsam mit V. F. Hess ausgeführt hat. Beim Wasser wird entsprechend die vertikale Verteilung von Geschiebe, Schlamm, Plankton u. a. behandelt.

Bei der Scheinreibung endlich gelangen die eingangs erwähnten Probleme der Luft- und Wasserbewegung zur Behandlung, die zu einem einheitlichen Bilde zusammengefaßt werden, dann auch das Problem des Energieverbrauchs und Defants Untersuchung über Austauschströme großen Maßstabs über die Breiten, durch welche die Abweichungen der Temperatur der Breitenkreise von ihrem Strahlungsgleichgewicht zahlenmäßig erklärt wird.

Diese noch immer recht unvollständige Übersicht mag einen Eindruck von der Reichhaltigkeit des Inhalts geben. Näher eingehen möchte Referent nur auf den schon erwähnten Abschnitt über die Zusammensetzung der obersten Luftschichten, weil dies Thema gegenwärtig besonders aktuell ist, und mir die Darstellung gerade in diesem Punkt nicht ganz einwandfrei zu sein scheint. Der Verfasser meint, auch in der isothermen Stratosphäre müsse der Austausch noch so bedeutend sein, daß das Diffusionsgleichgewicht verhindert werde und Konstanz der Zusammensetzung in allen Höhen herrschen müsse, und lehnt deshalb die Hypothese der Zone leichter Gase oberhalb 70 km Höhe ab. Er hat berechnet, daß der Austausch nur ein Millionstel, oder bei Berücksichtigung des niedrigen Luftdruckes nur ein Zehntausendstel des in der Troposphäre herrschenden sein dürfte, wenn das Diffussionsgleichgewicht bis auf $^1/_{10}$ genau erfüllt sein sollte, und hält dies für sehr unwahrscheinlich, weil es in der Stratosphäre große Windgeschwindigkeitsdifferenzen gebe, die zu Turbulenz führen müßten, und auch starke zeitliche Windänderungen, bei denen man für die Aufzehrung der mechanischen Energie nur mit dem Austausch auskomme. Auch lasse die Verbreiterung von Meteorschweifen auf Austausch schließen.

Dem Referenten erscheinen diese Gründe nicht zwingend. Meteorschweife hat man bis 45 Minuten ohne wesentliche Verbreiterung beobachtet. Die Windgeschwindigkeiten in der Stratosphäre sind kleiner als im angrenzenden Teil der Troposphäre und nehmen nach oben weiter ab. Für Einzelfälle sind aber die synoptischen Beobachtungen so lückenhaft, daß wir noch wenig über die Bewegungen in der Stratosphäre wissen und eine Energiebilanz wohl heute kaum aufstellen können. Der Austauschkoeffizient variiert auch in der Troposphäre schon innerhalb sehr weiter Grenzen, z. B. fand Bongards in etwa 100 m Höhe 4,2, zwischen 2 und 8 m Höhe nur 0,004, also den tausendsten Teil des ersteren Wertes. Dabei sind dies Mittelwerte. In Inversionen (Sperrschichten) sinkt der Austausch bis auf unmerklich kleine Werte. Nun ist die Stratosphäre isotherm, was nach unseren heutigen Kenntnissen dem Strahlungsgleichgewicht entspricht. Herrschte Austausch, so müßte eine wesentliche Abweichung davon, nämlich eine Temperaturabnahme mit der Höhe, gefunden werden. Die Stratosphäre beginnt überdies mit einer scharfen Grenze. Die einzige Erklärung, die wir für eine solche haben, ist der aus dem Experiment bekannte plötzliche Umschlag von laminarer zu turbulenter Bewegung bei Überschreitung gewisser Grenzbedingungen (Reynoldssche Zahl). Dies alles macht es doch sehr wahrscheinlich, daß in der Stratosphäre laminare Bewegung herrscht und der Austausch ausgeschaltet ist. Luftproben aus Höhen bis über 9000 m zeigen sowohl bei spektroskopischer Untersuchung (Wigand, Konschegg), wie bei chemischer Analyse (Tetens, Wigand) übereinstimmend eine Anreicherung an leichten Gasen schon im oberen Teil der Troposphäre. Um so mehr ist eine Zunahme in der Stratosphäre zu erwarten. Auch wenn man die verschiedenen indirekten Anzeichen für die Realität der Zone leichter Gase wegen Vieldeutigkeit aus dem Spiel läßt, ist m. E. nach der Gesamtheit unserer heutigen Kenntnisse das Diffusionsgleichgewicht in der Stratosphäre wahrscheinlicher als ein nennenswerter Austausch und Konstanz der Zusammensetzung.

Diese Bemerkungen, die sich nur auf einen kurzen Abschnitt beziehen, können natürlich den großen Wert von Schmidts Buch, das eine Fülle von Anregungen auf den verschiedensten Gebieten enthält, in keiner Weise beeinträchtigen. Alfred Wegener.

F. Berger, Das Gesetz des Kraftverbrauches beim Stoß. Untersuchungen über die gesetzmäßigen Beziehungen beim Stoß elastischer Körper. Gr. 8°. VII u. 192 S. mit 67 Abb. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1924. Geh. M. 9.—, geb. M. 12.—.

Das Buch von Dr. Ing. Berger gibt auf den ersten 50 Seiten einen wertvollen kritischen Überblick über die bisherigen theoretischen und experimentellen Arbeiten über den Stoß. Dabei werden vor allem die neueren Arbeiten von Ramsauer, R. Plank und Seehase eingehend besprochen. Im zweiten Abschnitt geht der Verfasser auf seine eigenen Arbeiten über den Stoß ein. Bisher wurde der Ermittlung der Kraft beim elastischen Stoß weniger Beachtung geschenkt. Das kam daher, daß man in der Regel die Formänderung, die beim Stoß auftritt, ermittelte und erst daraus auf die Stoßkraft schloß. Im Gegensatz zu diesen Arbeiten hat der Verfasser bei seinen Versuchen unmittelbar die Stoßkraft als Funktion des Weges bestimmt. Er hat sich dabei auf den elastischen Stoß beschränkt, wobei die Elastizitätsgrenze des Materials nirgends überschritten wird. Die beiden aufeinander stoßenden Körper sind Pendel mit gemeinsamer Achse, deren elastische Eigenschaften an den Stoßstellen genau bekannt sind. Die Stoßstellen sind als Pufferfedern ausgebildet, für die man durch einen Vorversuch den Zusammenhang zwischen Kraft und Formänderung genau feststellen kann, wobei letztere verhältnismäßig groß und daher der Messung beim Versuch leichter zugänglich ist.

Außerdem bestimmt der Verfasser die Stoßkraft als Funktion der Zeit. Die Versuchseinrichtung ist bemerkenswert. Als Zeitskala zur Messung der sehr kurzen Stoßdauer wird die Periode eines Wechselstromes benützt. Die an den Stoßstellen verwendeten Federn bestimmen das Elastizitätsgesetz, d. h. die Beziehung zwischen der Stoßkraft P und dem Stoßweg ξ wofür man allgemein $P = c \cdot \xi^m$ setzen kann. Das Hookesche Gesetz würde $m = 1$ verlangen. Hertz hat beim Stoß zweier Stahlkugeln den Wert $m = 3/2$ erhalten. Bei den Puffern, die der Verfasser an der Stoßstelle hauptsächlich verwendet hat, läßt sich für den ganzen verhältnismäßig großen Bereich der Formänderung das Elastizitätsgesetz durch $m = 0{,}36$ gut annähern.

Im einzelnen wird der Höchstwert der Stoßkraft als Funktion der Stoßgeschwindigkeit auf Grund der Gesetze der Mechanik für den elastischen Stoß ermittelt und mit den Versuchen des Verfassers auf Grund des erwähnten Elastizitätsgesetzes verglichen. Die Übereinstimmung ist sehr befriedigend. Ferner wird die Stoßkraft als Funktion der Zeit zunächst theoretisch, und zwar unter Zugrundelegen einmal des Hookeschen Gesetzes $m = 1$ und andererseits des allgemeinen Elastizitätsgesetzes mit beliebigen m ermittelt. Auch hier hat der Versuch eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit dem theoretischen Resultat ergeben.

Es muß anerkannt werden, daß der Verfasser durch seine Versuchseinrichtung den elastischen Stoß in allen Einzelheiten richtig verfolgen kann; denn der Prüfstein der Versuche ist in diesem Fall die gute Übereinstimmung mit den theoretischen Ergebnissen der Mechanik, die den elastischen Stoßvorgang vollkommen zu erklären vermag, sobald das Elastizitätsgesetz bekannt ist.

Außer diesem Resultat enthält das Buch noch manche wertvolle Hinweise über den Stoßvorgang und über Stoßversuche. Insbesondere sei hier auf den schon von anderen Autoren hervorgehobenen Unterschied zwischen dem eigentlichen elastischen Stoß und dem Schwingungsvorgang wie er beim Längsstoß zylindrischer Stäbe oder beim Biegestoß auftritt, hingewiesen. In diesen Fällen überlagern sich die Schwingungen der Stäbe dem eigentlichen Stoßvorgang, der dadurch nicht rein in die Erscheinung tritt.

Zusammenfassend kann man das Bergersche Buch als eine sehr wertvolle Arbeit bezeichnen, an der der Forscher, der sich mit Stoßvorgängen beschäftigt, nicht achtlos vorübergehen darf, und aus dem jeder Techniker und Physiker viel lernen kann.

L. Föppl.

O. Hahn, Was lehrt uns die Radioaktivität über die Geschichte der Erde? 64 Seiten. Berlin, Julius Springer. 1926. Preis brosch. M. 3.—.

Vorliegendes Büchlein ist ein erweiterter Vortrag, gehalten in einer öffentlichen Sitzung der Preußischen Akademie der Wissenschaften. Es wendet sich an wissenschaftlich interessierte Laienkreise. Kurze Anmerkungen am Schlusse geben genauere Belege für den Fachmann.

Es wird kurz auf die länger bekannten Berechnungen über das Alter der Erde hingewiesen. Ausgehend von der Kant-Laplaceschen Kontraktionshypothese, wird die Lord Kelvinsche erwähnt, die aus der geotermischen Tiefenstufe und aus der Wärmeleitfähigkeit der Gesteine für das Erkalten der Erde vom feurig-flüssigen bis auf den jetzigen Zustand eine Zeitdauer von 20—40 Millionen Jahren ergibt.

Aus den ältesten sedimentären Ablagerungen und aus dem Beginn der Kochsalzzufuhr der Flüsse zum Meere berechnet der Geologe eine Zeitspanne von ungefähr 100 Millionen Jahren. Zu weit längeren Zeiträumen kommt die Paläontologie. Sie fand in den ältesten Sedimentärschichten Versteinerungen hochentwickelter Tiere, die auf ein viel früheres Entstehen der organischen Lebewelt schließen lassen, als die Geologie sie bestimmt.

Altersbestimmungen der Gesteinsschichten aus dem Gehalt von Helium und Blei in Uranmineralien geben eine größere Genauigkeit. Radioaktive Prozesse werden durch keinerlei äußere chemische oder physikalische Einwirkungen beeinflußt.

Die Methode der Bleibestimmung ist die zuverlässigere von beiden. Man muß nämlich annehmen, daß Helium in beträchtlichen, aber nicht genau bestimmbaren Mengen — ungefähr doppelt soviel als vorhanden — aus dem Urangestein entwichen ist. Eine beigegebene Tabelle gibt den Heliumgehalt verschiedener Mineralien und ihr Alter, für Sphen des untersten Präkambriums 570 Millionen Jahre.

Eine Tonne Uran bildet pro Jahr ungefähr 0,1 mg Blei. Der Bleigehalt der Uranmineralien gibt ein recht hohes Alter für Bröggerite. Das mittlere des untersuchten Karbons ergab sich zu 335, des mittleren Präkambriums zu 1050—1350, für das untere Präkambrium sogar 1600 Millionen Jahre.

Dem Einwand, das Blei stamme gar nicht aus dem Uran, läßt sich durch folgende Überlegung begegnen. Gewöhnliches Blei hat das Atomgewicht 207,2. Das durch Abspaltung von 8 Heliumatomen aus dem Uran, dessen Atomgewicht 238 ist, entstandene hat 206. Genaue Atomgewichtsbestimmungen, wie sie vor allem von Hönigschmid in München ausgeführt wurden, ergeben, ob das Blei aus dem Uran stammt oder ob es sich um gewöhnliches handelt. Atomgewichtszahlen zwischen 206 und 207,2 ergeben dann ein Mischungsverhältnis der beiden Bleiarten.

Altersbestimmungen aus Thormineralien sind unsicherer, da Thorium selten rein auftritt, meistens in Mischung mit Uran. Kanadische präkambrische Uranините ergaben mit Thoriumuntermischungen ein Alter von 1100—1333 Millionen Jahren.

Pleochroitische Höfe oder Halos wurden ebenfalls zu Altersbestimmungen herangezogen. Durch Bestrahlung von Glimmer mit konzentrierten α-Strahlen erzeugten Joly und Rutherford in kurzer Zeit künstlich dieselben Verfärbungen, wie man sie in den Höfen oder Halos findet. Aus der Stärke des Radiumpräparates berechnet sich die Anzahl der α-Teilchen, die zur Erzeugung einer bestimmten Färbung erforderlich ist. Durch Vergleich dieser mit den in der Natur gefundenen und unter einer plausiblen Annahme über den Urangehalt des Einsprenglings berechnet man für Glimmer aus dem Unterdevon eine Lebensdauer von 470 Millionen Jahren.

Es wird nun eine Wärmebilanz der Erde gezogen, die sich im wesentlichen folgendermaßen darstellt: Wäre die Verteilung der radioaktiven Stoffe im Inneren der Erde die gleiche, wie man sie in der oberen Erdrinde vorfindet, so wäre die Wärmeproduktion unseres Planetens 150mal zu groß. Radioaktive Substanzen müssen sich also nur in den oberen Schichten befinden. Diese Annahme erscheint zunächst sehr erstaunlich, da sie die schwersten Elemente sind. Untersuchungen von Goldschmidt über die geochemischen Verteilungsgesetze machen diese Annahme wahrscheinlich. Jeffreys berechnet die Gesteinsschicht, in der der Gehalt an radioaktiver Substanz auf die Hälfte sinkt, auf ungefähr 9 km. Wärmeein- und -ausstrahlung von außen kompensieren sich in 10 m Tiefe, wo eine im Sommer und Winter bis auf 0,1 Proz. konstante Temperatur herrscht. Die geochemische Tiefenstufe, die in 1 km schon eine Temperaturzunahme von 30° ergibt, wird im wesentlichen durch den Zerfall radioaktiver Substanz aufrecht gehalten. Die hohen Temperaturen im Innern der Erde bleiben wegen der außerordentlich geringen Wärmeleitfähigkeit der Gesteine erhalten, der Wärmestrom aus dem Innern an die Oberfläche ist ein sehr geringer.

Zum Schluß wird auf die rhythmischen Oberflächenänderungen der festen Erdkruste kurz eingegangen. Seit der ersten geologischen Schichtenbildung sind nach Joly zum mindesten sechs große Erdrevolutionen, Umformungen der Erdoberfläche, erfolgt, die zum großen Teil auf Anspeicherung radioaktiver Zerfallswärme zurückgeführt werden können.

Man wird vielleicht nicht allen Einzelheiten der Darstellung, insbesondere der doch sehr hypothetischen Theorie der Erdrevolutionen nach Joly zustimmen wollen. Es ist aber sehr dankenswert, daß sich hier ein anerkannter Fachmann der Radiumforschung über die Zuverlässigkeit der radioaktiven Daten für die Altersbestimmung der Erde ausspricht und diese viel erörterte Frage in so übersichtlicher Weise diskutiert. Auch die hohen Zahlen brauchen kein Bedenken zu erregen. Die hier nicht erwähnte Theorie der Mondablösung führt auf ein ähnliches Alter der Erde.

E. Angenheister.

L. Heffter, Was ist Mathematik? Gr. 8°. 161 S. mit 40 Figuren im Text. 2. Auflage. Berlin, Theodor Fisher. 1925. M. 3.50.

Ein wirklich reizendes Büchlein, das jeder gebildete Mensch lesen sollte. In Form zwangloser Unterhaltungen, die ein Professor der Mathematik während einer Seereise mit einem Kaufmann führt, wird dem Leser ein Überblick über die Probleme und Methoden der mathematischen Wissenschaft gegeben, den jeder Laie verstehen dürfte. Von der Entwicklung des Zahlbegriffs geht's bis zur vierdimensionalen Welt der Relativitätstheorie in lebendiger Schilderung, ohne Benutzung von Formeln, dagegen unter ausgiebiger Zuhilfenahme einfacher und anschaulicher Zeichnungen. Eine Namensliste mit Jahreszahlen gibt eine übersichtliche Orientierung über die großen Mathematiker, soweit sie im Text Erwähnung gefunden haben, und ein sorgfältiges Sachregister gestattet rasches Wiederfinden solcher Stellen, deren nochmalige Durchsicht sich bei der Lektüre der späteren Kapitel als notwendig erweisen sollte.

Harry Schmidt.

Rudolf Fueter, Das mathematische Werkzeug des Chemikers, Biologen und Statistikers. Vorlesungen über die höheren mathematischen Begriffe in Verbindung mit ihren Anwendungen. Zürich, Leipzig, Berlin, Orell Füssli. 1926. Geh. M. 12.—, geb. M. 14.40.

In einfacher und klarer Weise führt das Buch in die Grundbegriffe der Differential- und Integralrechnung mit Einschluß der Fehlerrechnung ein und zerfällt dementsprechend in 6 Teile: Differentialrechnung, Anwendungen der Differentialrechnung, Integralrechnung, Anwendungen der Integralrechnung, Fehlerrechnung und Differentialgleichungen. In beständiger Würdigung des Standpunktes des Naturwissenschafters durch Anwendung der gebotenen Theorie auf Beispiele aus allen Gebieten der Naturwissenschaften lernt der Leser die heutige hohe Bedeutung der Differential- und Integralrechnung für seine Studien kennen. Das Vorgehen des Verfassers ist, im ganzen genommen, zum größten Teil das übliche, wenn es auch im einzelnen durch viel Eigenartigkeit sich auszeichnet. Beginnend mit den Variablen und dem Funktionsbegriff führt es über gleichförmige und ungleichförmige Prozesse und die einfachen Funktionen zu den Grundformeln und Hauptsätzen der Differentialrechnung, zur Theorie der einfachen Maxima und Minima, den Grundlagen der analytischen Geometrie durch geometrische Anwendung. Bei der Integralrechnung treten naturgemäß unbestimmtes und bestimmtes Integral hervor mit der zentralen Aufgabe der Flächenberechnung unter besonderem Hinweis des Verfassers auf die allgemeine Eigenschaft des heutigen Standes der Naturwissenschaften, daß sich ihre Hypothesen nicht auf die Funktion selbst, sondern auf das Maß der Veränderung beziehen. Die drei wichtigsten Auswertungsmethoden der einfachen Integralrechnung: Substitutionsmethode, Partialbruchzerlegung und partielle Integration mit wiederholter besonderer Behandlung des Grundproblems im Hinblick auf die naturwissenschaftliche Forschung schließen die auch hier oft durch Anwendungen ergänzte Theorie der Integralrechnung. Es folgen Taylorsche und Mac Laurinsche Reihen, sog. unbestimmte Ausdrücke (nicht vollständig), Funktionen zweier Variablen mit besonderer Beachtung der Maxima und Minima von Funktionen zweier Argumente, Methode der kleinsten Quadrate, analytische Interpolation einer Beobachtungsreihe. In einem besonderen Kapitel geben Grundsätze der Wahrscheinlichkeitsrechnung, Gaußsche Fehlerrechnung und Grundzüge der mathematischen Statistik einen kurzen, aber guten Einblick in das Wesentliche der Fehlerrechnung und ein nur zu eng begrenztes Kapitel über lineare Differentialgleichungen 1. Ordnung schließt.

Die Art und Weise, wie der Verfasser den Stoff behandelt, ist mustergültig und ganz auf den Natur-

wissenschafter mit den zahlreichen, sorgfältig ausgewählten, instruktiven Beispielen zugeschnitten. An einigen wenigen Stellen scheint uns eine Verbesserung möglich zu sein, wo zwar übliche, aber u. E. nicht ganz einwandfreie Darstellungen verwendet werden. So z. B. auf den Seiten 189 und 203, mit der im ersten Fall nicht vorbereiteten Umgehung des Differential-Quotienten als Grenzwert vermittelst anschaulicher sein sollender, aber im Grunde genommen in jener Art nicht wohl zulässiger Ausdrucksweise in endlichen Differentialen und im zweiten Fall die unkorrekte Erwähnung eines nie bestehenden Dreieckes, „das wir als rechtwinklig annehmen dürfen". Dazu einige Übersehen auf Seite 34 bei der Definition der Geschwindigkeit und eine Verwechslung zwischen Elektromotorischer Kraft und Stromstärke hinsichtlich Priorität. Auch können wir uns mit dem Gesamttitel und den Überschriften der Kapitel II und IV nicht befreunden, da erstens die Differential- und Integralrechnung doch mehr als bloßes Werkzeug, auch für den Naturwissenschafter, sein muß, wie der Verfasser in seiner Einleitung selbst betont, wenn sie mit Erfolg verwendet werden soll und weil zweitens die Anwendungen sich bei weitem nicht auf diese beiden Kapitel beschränken.

Das Buch zählt zu den geeignetsten Werken für eine Einführung dieser Art und sei jedem mathematisch interessierten Naturwissenschafter empfohlen.

Koestler.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1926/27.

Technische Hochschule Aachen. **Starke**: Experimentalphysik I, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium: a) Praktikum 4 und 2, b) für Vorgeschrittene, 4, c) Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **v. Kármán**: Mechanik III, 4, Übungen, 1; Aerodynamik als Einleitung zum Flugzeugbau, 3; Seminar über ausgewählte Kapitel der Mechanik und der theoretischen Physik (mit Blumenthal und Hopf, 2; Flugtechnisches Seminar, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Mechanik und Flugtechnik, ganztägig. — **Seitz**: Kinetische Gastheorie und Theorie der Wärmestrahlung, 2; Theoretische Optik, 2; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kurs, 2; Übungen im physikalischen Praktikum für Bauingenieure, 2. — **Polis**: Allgemeine Meteorologie: Aerologie, 1; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie, 1; Meteorologische Technik, 1, Übungen, 2—4. — **Steubing**: Photographie, 1, Übungen, 4; Grundlagen der technischen Physik, 2, Übungen, 2. — **Kirschbaum**: Ausgewählte Kapitel der Physik: Über Röntgenstrahlen, 1; Ergänzungen zur Experimentalphysik, 1. —

Universität Basel. **Hagenbach**: Experimentalphysik II, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger (mit Veillon), 8; Anwendung der Spektroskopie in den Naturwissenschaften, 1; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2 *g*. — **Matthies**: Einführung in die Grundlagen der theoretischen Physik II, 5; Allgemeine Relativitätstheorie II, 2; Mathematisch-physikalisches Seminar, 1. — **Veillon**: Mathematisch-physikalische Übungen, 2. — **Zickendraht**: Nieder- und mittelfrequente Wechselströme, 2; Wechselstrompraktikum, 3; Fortschritte der Akustik und Telephonie, 1. — **Zehnder**: Synthese des Stoffes, 1; Maschinenkunde für Chemiker I, 1. — **Schmidt**: Physikalisch-chemische Prozesse an Explosionsmotoren, 1: Die Begründer und Förderer der physikalischen Chemie, 1. —

Universität Berlin. **Nernst**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Kolloquium (mit v. Laue), 2 *g*; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Hettner und Jentzsch), tägl. — **Planck**: Theorie der Wärme, 4. — **Wehnelt**: Elektrizitätsleitung in Gasen, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 7 und 3; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3. — **v. Laue**: Einführung in die Quantentheorie, 2; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*; Physikalisches Proseminar (mit Einstein, Pringsheim, Hettner und Ladenburg), 1½. — **v. Ficker**: Praktische Wetterkunde: Wettervorhersage, 1; Meteorologisch-aerologisches Kolloquium (mit Hergesell), 2 *g*; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Knoch), tägl. *g*. — **Hergesell**: Aerologische Meßmethoden und Aufgaben, 2 Tage *g*. — **Paschen**: Die Grundlagen spektroskopischer Forschung, 2. — **Blasius**: Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Pringsheim**: Ausgewählte Kapitel aus der Experimentalphysik, 3; Bandenspektra und Molekülbau, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 7. — **Wellmann**: Geschichte der Medizin und Naturwissenschaften in römischer Zeit II, 1. — **Reichenbach**: Die erkenntnistheoretischen Probleme von Raum und Zeit, mit besonderer Berücksichtigung der Relativitätstheorie, 3; Übungen über die erkenntnistheoretischen Probleme von Raum und Zeit, 2. — **Byk**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 2. — **Westphal**: Ausgewählte Kapitel der Experimentalphysik, 3. — **Hettner**: Mechanik deformierbarer Körper, 4. — **Henning**: Einführung in die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 2. — **Grüneisen**: Elektrische und magnetische Eigenschaften der Metalle, 1. — **Kiebitz**: Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der elektrischen Wellen, 1 *g*. — **Ladenburg**: Magnetismus und Magneto-Optik, 1. — **Meitner**: Radioaktive Prozesse, 1. — **Gehrcke**: Ausgewählte Kapitel aus der modernen Optik, 1. — **Jentzsch**: Ausgewählte Kapitel der physiologischen Optik, 1; Optisches Praktikum für Fortgeschrittene, 4. — **Martens**: Experimentelle Hochfrequenztechnik, 1; Theoretische Hochfrequenztechnik, 1. — **Scheffer**: Wissenschaftliche Mikroskopie und Mikrophotographie, nach Vereinbarung, *g*; Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Vereinbarung, *g*. — **Less**: Praktische Witterungskunde, 1. — **Fock**: Über die Entwicklung der Naturphilosophie in der Neu- und Jetztzeit, 1; Einleitung in die Physik und Chemie, 1; Elemente der Kristallographie, 1. — **Bennewitz**: Statistische Mechanik, 1. — **Simon**: Thermische Meßtechnik, 1. — **Grotrian**: Einführung in die Seriengesetze der Atomspektren, 1. — **Mark**: Optik der Röntgenstrahlen, 1. — **Bothe**: Durchgang von Elementarteilchen durch Materie, 1. — **Weißenberg**: Ausgewählte Kapitel aus der Stereochemie, 1. — **Knoch**: Allgemeine Klimatologie, 2. — **Kähler**: Atmosphärische Elektrizität und Radioaktivität, 1. —

Technische Hochschule Berlin. **Kurlbaum**: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 4; Ausgewählte physikalische Übungen für Vorgeschrittene, 8. — **Kock**: Vorkurs zur Physik, im Oktober, 6; Physikalische Übungen, 4, für Chemiker, 8; Drahtlose Telegraphie und Telephonie I und II, 4; Radiotelegraphisches Kolloquium: Besprechung neuer Arbeiten, Stationsbetrieb usw., 14 tägig, nach Vereinbarung, *g*; Radiotelegraphische Übungen, 8; Hochspannungserscheinungen und -Messungen, 2. — **Krigar-Menzel**: Theorie der elektrischen und magnetischen Erscheinungen, 4. — **Becker**: Theorie der Wärme: Thermodynamik, 3, Übungen, 2; Atomistik I, 2. — **Schachenmeier**: Ausgewählte Probleme aus der theoretischen Physik, 2. — **Cranz**: Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1½, Übungen, 4. — **Angenheister**: Einführung in die Geophysik I, 2; Geophysikalisches Seminar, 2. — **Korn**: Die Telegraphengleichung, 2; Bildtelegraphie, 1. — **Gehlhoff**: Physikalische Grundlagen der Lichttechnik, 2. — **Kassner**: Die meteorologischen Grundlagen von Wasserbau und Wasserwirtschaft, 2. — **Koschmieder**: Theoretische Meteorologie I und II: Dynamik und Thermodynamik, 1. — **Leithäuser**: Empfangstechnik der drahtlosen Telegraphie und Telephonie (mit Versuchen), 1. — **Luyken**: Erdmagnetismus, 1. — **Engl**: Elektrische

Entladungen in Gasen und ihre Anwendung in der Technik, 2; Akustische Aufgaben und Apparate in der Technik, 1. — **Pirani**: Einführung in die theoretische Behandlung chemischer und physikalischer Probleme mit besonderer Berücksichtigung graphischer Methoden I und II, 1. — **Weidert**: Geometrische Optik, $1^1/_2$; Seminar für optisches Rechnen, $1^1/_2$; Optische Instrumentenkunde, 1; Übungen im Gebrauch optischer Instrumente, 2 oder 4. — **Schulz**: Einführung in die physiologische Optik, 1. — **Seegert**: Handfernrohre und bildaufrichtende Prismensysteme, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Spektroskopie, 1. — **Richter**: Beugungstheorie der optischen Abbildung, 1. —

Universität Bern. **Greinacher**: Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, Magnetismus, 5, Ergänzungen, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Vereinbarung *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Gruner**: Einleitung in die theoretische Physik, 1; Optik: Elektromagnetische Lichttheorie, 4; Molekulare Wärmetheorie, 2; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Koestler**: Anwendung der Mathematik auf Physik, Chemie und Biologie I: Infinitesimale Methoden, 2; Anwendungen der Elastizitätslehre, 1—2. —

Universität Bonn. **Konen**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 8, für Fortgeschrittene, 12; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Eversheim, Grebe, Mecke), 2. — **Pflüger**: Theorie der Elektrizität, 5. — **Eversheim**: Technische Physik, insbesondere Elektrotechnik, mit Übungen, 2; Physikalische Technologie: Elektrotechnik, Rundfunk, 2. — **Grebe**: Einführung in die theoretische Physik, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. — **Mecke**: Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Grundlagen der wissenschaftlichen Photographie, 1. — **Dannemann**: Geschichte der Naturwissenschaft: Prinzipien, Wege und Hilfsmittel der naturwissenschaftlichen Forschung, 2. —

Technische Hochschule Braunschweig. **Diesselhorst**: Experimentalphysik I: Elektrizität und Magnetismus, 4; Einführung in die Theorie der Elektrizität, 3; Physikalisches Praktikum I und II; Physikalisches Kolloquium, 14 Tage, 2 *g*. — **Bergwitz**: Elektrische Leitung in Gasen, mit Versuchen, 2; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. —

Universität Breslau. **Reiche**: Mechanik deformierbarer Körper: Elastizitätstheorie und Hydrodynamik, 5, Seminar, 1 *g*; Ausgewählte Probleme der Atomdynamik, 2. — **Jüttner**: Die Relativitätstheorie von Eddington, 1. — **Bartels**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1 *g*. —

Technische Hochschule Breslau. **Waetzmann**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3; Physikalisches Zwischenpraktikum, halbtägig; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **N. N.**: Aerostatik, 1; Das Verkehrsluftschiff, 2. —

Technische Hochschule Brünn. **N. N.**: Allgemeine und technische Physik I: Elektromagnetische Erscheinungen, 2; Technische Physik IIa: Elektromagnetische Erscheinungen, 3; Physikalisches Praktikum, 3. — **Lohr**: Physik a: Technische Physik, 2; Physikalisches Praktikum, 4. — **Kresnik**: Meteorologie und Klimatologie, 3. —

Bergakademie Clausthal. **Valentiner**: Experimentalphysik I: Mechanik starrer, flüssiger, gasförmiger Körper, Wellenlehre, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum, 3; Physikalische Grundlagen der Wärmetechnik: Mechanische Wärmetheorie, 2; Kolloquium der Physik und Chemie (mit Birckenbach), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. —

Technische Hochschule Danzig. **Ramsauer**: Experimentalphysik, 5; Einführung in das kleine physikalische Praktikum, 1; Kleines physikalisches Praktikum, $3^3/_4$; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, unter besonderer Berücksichtigung der Demonstrationsphysik, tägl.; Großes physikalisches Praktikum, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Buchwald), 1 *g*; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, $3^1/_2$. — **Buchwald**: Analytische Mechanik, 4, Übungen, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der neueren Physik, 1. — **Kalähne**: Einführung in die Radio- und Elektrophysik, 1: Quantentheorie und Spektroskopie, 1; Ausgewählte Kapitel aus der Atom- und Molekulartheorie, 1; Übungen in Photographie und Reproduktionsverfahren I. für Anfänger (mit Federlin), 3, II. für Fortgeschrittene (mit Federlin), tägl.; Großes radio- und photophysikalisches Praktikum (mit Federlin), tägl.; Radio-Praktikum I und II. tägl. — **Federlin**: Photographie, einschließlich der Reproduktionsverfahren, 1; Röntgenkunde, 1; Spezielle Kapitel aus dem Gebiete der Photographie, 1. —

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau**: Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Schwingungslehre (einschließlich Akustik), Geometrische Optik; Farbenlehre, Wellenlehre des Lichtes, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 4 halbe Tage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Zeißig**: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, Optik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1—2; Kolloquium in technischer Physik (mit Reutlinger), 1; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Baerwald**: Theorie der Wärme, 2. — **Knipping**: Schwingungen (mechanische, elektrische usw.), 2, Übungen, 1. — **Georgii**: Spezielle aeronautische Meteorologie, 1; Meteorologie des Luftverkehrs, Meteorologie des Segelfluges; Meteorologisch-flugwissenschaftliches Kolloquium, 2; Wetterkundliche Übungen, 1. — **Limmer**: Photographische Übungen A, für Anfänger, 3; für Fortgeschrittene, 6, B, für Anfänger und Fortgeschrittene, 3; Photographisches Kolloquium, 1 *g*; Grundlagen der Photographie, 2; Photographische Optik und Projektionskunde, 1; Theorie und Praxis der technischen Kopierverfahren, verbunden mit Übungen, 1. —

Technische Hochschule Dresden. **Dember**: Experimentalphysik I, 5; Physik für Bauingenieure, 4; Physikalisches Praktikum I, 6 oder 3, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, 20; Physikalisches Kolloquium (mit Toepler und Wiarda), 14tägig, 2 *g*. — **Luther**: Photographie, 2; Photographisches Praktikum für Anfänger: Positiv- und Negativprozesse, Vergrößern und Projizieren, Stereoskopie, Arbeiten mit orthochromatischen Platten, Exkursionen, 4 und 8; Photographisches Praktikum für Fortgeschrittene: Sensitometrie, Farbenphotographie, Filter- und Plattenguß, Spektro-, Mikro-, Kriminal- und Röntgenphotographie, sonstige Sonderverfahren, Prüfung photographischer Chemikalien, photographisch-chemische Arbeiten, 4, 8 und 12; Selbständige Arbeiten, 2 und 4, ganz- oder halbtägig; Physikalisch- und anorganisch-chemisches Kolloquium (mit Foerster, Lottermoser und Müller), 1 *g*. — **Toepler**: Theoretische Physik: Optik, 3, Übungen, 1; Dioptrik, 2; Größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Kolloquium über Strahlenforschung (mit Saupe und Wiedmann), 4wöchentlich, 2 *g*. — **Wiedmann**: Röntgenstrahlen und ihre Anwendung, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Wiarda**: Theorie

der Integralgleichungen (mit Anwendungen), 2; Beziehungen zwischen Licht, Elektrizität und Magnetismus vom Standpunkt der Elektronentheorie, 2. — **Alt**: Einführung in die Physik der Atmosphäre, 1. — **Goldberg**: Mikrophotographie, insbesondere Mikrokinematographie, 1. — **Klughardt**: Die analytische Verrechnung optischer Systeme: Seidelsche Gleichungen usw., mit Übungen, 2; Das Mikroskop, mit Übungen, 1; Die Fernrohre (ihre Bauart und Wirkungsweise), 1. —

Universität Erlangen. Gudden: Experimentalphysik II, 5; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger), 1 *g*; Übungen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 20 und 40; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Reiger**: Theoretische Physik: Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, 40. —

Universität Frankfurt a. M. Wachsmuth: Experimentalphysik II: Optik und Elektrizität, 5; Elektrische Wellen, 1; Repetitorium der Experimentalphysik I, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 6, für Fortgeschrittene, tägl., für Mediziner, 2; Selbständige Arbeiten (mit Meißner), ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2. — **Madelung**: Elektrodynamik, 4; Physikalische Übungen, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Meißner**: Höhere Experimentalphysik III: Optik, Atomtheorie, 3, Übungen, 1; Besprechung von neueren physikalischen Arbeiten, 2; Die physikalischen Grundlagen der wissenschaftlichen Mikroskopie, 1. — **Seddig**: Über Bildtelegraphie und Fernsehen, 1; Photographisches Praktikum, 4 und 8; Leitung selbständiger Arbeiten aus dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, tägl.; Übungen im Anstelien von physikalischen Vorlesungsversuchen mit Projektionsübungen, 2. — **Déguisne**: Elektrischer Gleichstrom, 3; Magnetismus, 1; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 oder 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 6 halbe Tage; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig; Kolloquium über angewandte Physik (mit Dessauer), 14tägig, 2. — **Dessauer**: Einführung in die medizinische Physik I: Grundlagen, Mechanik, Wärmelehre, 1½; Seminar für medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme des Gebietes, 2; Wissenschaftliche Arbeiten für fortgeschrittene Physiker und Mediziner, tägl. — **Bestelmeyer**: Wissenschaft und Fabrikation: Ausgewählte Kapitel aus der angewandten Physik, 1. — **Gramberg**: Ausgewählte Kapitel aus der Technischen Thermodynamik, 2. — **Linke**: Luftelektrizität, 2; Die Konstitution der oberen Atmosphäre, 1; Meteorologisch-physikalisches Kolloquium, 2. — **Gutenberg**: Der Aufbau des Erdkörpers, 1. — **Stüve**: Wetterkunde, 2, Übungen, 1 Nachmittag. —

Bergakademie Freiberg. Brion: Elektrotechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum, 2; Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Ludewig), 2; Elektrisches Kolloquium, nach Vereinbarung. — **Ludewig**: Radiumkunde, 1; Radioaktives Praktikum, 3; Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Physikalisches Repetitorium, 1; Einführung in die Geophysik, 1. —

Universität Freiburg i. Br. Mie: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5, Mathematische Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6; Kleines physikalisches Praktikum, 3; Physikalische Übungen für Fortgeschrittenere, tägl.; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Cohn**: Wellentheorie des Lichtes, 3. — **Koenigsberger**: Partielle Differentialgleichungen in der mathematischen Physik: Schwingung und Strömung, mit Übungen, 4; Elemente der Relativitätstheorie, 2; Einführung in die praktische Geophysik, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Hammer**: Praktische Röntgenkunde für Mediziner, 1; Elektrizitätsdurchgang durch Gase, 1. — **Lyon**: Elektrische Schwingungen, 1. —

Universität Gießen. König: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Naturwissenschaftler (mit Cermak), 6, für Vorgeschrittene, nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), für Chemiker und Pharmazeuten, 3, für Mediziner, 3, für Landwirte, 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Übungen in Demonstrationsversuchen und Behandlung einfacher theoretischer Hausaufgaben für Lehramtskandidaten (mit Cermak); 14tägig, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Jaffé und Cermak), 14tägig, 2. — **Müller**: Funktechnisches Praktikum, 2—3. — **Jaffé**: Wärmetheorie, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Einführung in die allgemeine Relativitätstheorie, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Fromme**: Meteorologie, 2. — **Cermak**: Handfertigkeitspraktikum, 3; Höhere Experimentalphysik: Akustische Probleme, 1. — **Uller**: Einführung in die technische Mechanik, 1; Technik des elektrischen Gleich- und Wechselstromes, 2; Einführung in die Quantentheorie, 1; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. —

Universität Göttingen. Franck: Physikalisches Praktikum für Physiker und Mathematiker, 7, für Mediziner, Chemiker und Naturwissenschaftler, 4; Physikalisches Seminar, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl, Reich), 2 *g*. — **Born**: Elektrizität und Magnetismus, 4, Übungen, 1; Seminar über Struktur der Materie, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **Pohl**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Hilbert**: Mathematische Methoden der Quantentheorie, 4. — **Reich**: Ausgewählte Kapitel aus der angewandten Elektrizität mit Experimenten, 2; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Seminar über angewandte Elektrizität, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Prandtl**: Aeromechanik, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der Mechanik, einschließlich der Hydrodynamik und Aerodynamik, tägl.; Kolloquium über Fragen der angewandten Mechanik (mit Nadai, Betz und Schuler), 2 *g*. — **Wiechert**: Die Erde im Weltganzen, mit astronomischen, physikalischen und geologischen Ausblicken, 1 *g*; Das Polarlicht und seine kosmischen Beziehungen, 1 *g*; Physik des Erdkörpers: Gestalt, Beschaffenheit, Ebbe und Flut, Erdbeben, Geologisches, 2; Erdmagnetismus und Luftelektrizität, 1; Geophysikalisches Seminar: Vorträge der Mitglieder, 2 *g*; Geophysikalisches Praktikum, nach Vereinbarung, *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Geophysik, nach Vereinbarung, *g*. — **Hertz**: Methodenlehre der Naturwissenschaften II: Prinzipien der Logik, 2; Übungen über B. Russels „Wissen von der Außenwelt", 2. — **Hoppe**: Geschichte des Äthers von Aristoteles bis Einstein, 1. — **Nadai**: Mechanik der Kontinua: Elastizitäts- und Festigkeitslehre, 4, Übungen, 2; Mechanikpraktikum, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten in der Elastizitäts- und Festigkeitslehre, tägl. — **Sponer**: Grenzgebiete zwischen Chemie und Physik, 1. — **Oldenberg**: Spektroskopie, 1. — **Goetz**: Theorie und Technik der Wechselstrom- und Schwingungsmessungen, 1. — **Betz**: Aerodynamische Meßmethoden, 1, Übungen, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Hydro- und Aerodynamik, tägl. — **Schuler**: Angewandte Schwingungslehre, 1; Die Relativitätstheorie von Einstein (allgemeinverständlich), 1 *g*. —

Universität Graz. Benndorf: Experimentalphysik: Elektromagnetismus, 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 6, II, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend, *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovic), 2 *g*. — **Heß**: Experimentalphysik I, 5; Physikalische Besprechungen, 2 *g*. — **Radakovic**: Thermodynamik, 5; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Rosenberg**: Methodik des Unterrichtes in der Physik, 1 *g*; Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 2 *g*. — **Wegener**: Einführung in die Geophysik,

3; Besprechungen aus Gebieten der kosmischen Physik (mit Hillebrand), 2 *g*. — **Brell**: Vektorenrechnung, mit Übungen, 3. — **Rumpf**: Ausgewählte Kapitel aus der neueren Elektrizitätslehre, 2. —

Technische Hochschule Graz. **Kohlrausch**: Physik I: Optik, 2. II: Physikalische Mechanik und Wärmelehre, 5. — **N. N.**: Schwachstrom-(Fernmelde-)Technik, 3. —

Universität Greifswald. **Krüger**: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6; für Mediziner und Pharmazeuten, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Seeliger), $1^1/_2$ *g*. — **Seeliger**: Einführung in die Hydrodynamik, 2, Ergänzungen und Übungen, 2; Quantenmechanik, 1 *g*; Anleitung zu selbst ndigen Untersuchungen, tägl. — **Mauz**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 3; Einführung in die Wechselstromtechnik, 2; Drahtlose Telegraphie und Fernsehen, 1 *g*; Hochfrequenz-Praktikum, 3. — **Reinkober**: Die Radioaktivität, 1 *g*; Einführung in das Physikalische Praktikum. 1; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3. —

Universität Halle. **Hertz**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 4; Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie, 1; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Landwirte und Pharmazeuten, 2, für Mediziner, 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Schmidt**: Theorie des Magnetismus und der Elektrizität, 4; Übungspraktikum für angewandte Physik, 6; Technisch-wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. —

Universität Hamburg. **Koch**: Experimentalphysik II: Wärme, Elektrizität, 3; Physikalisches Praktikum (mit Goos, L. Müller und Minkowski), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Stern), 2. — **L. Müller**: Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 2. — **Lenz**: Kinetische Theorie der Wärme, 4; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar (mit Stern und Pauli), 2. — **Pauli**: Allgemeine Relativitätstheorie, 1. — **Minkowski**: Fluoreszenz und Phosphoreszenz, 1; Physikalisches Proseminar (mit Estermann und Pauli), 2. — **Goos**: Photometrie, 1. —

Technische Hochschule Hannover. **Precht**: Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 und 6; Arbeiten im physikalischen Laboratorium für Fortgeschrittene, ganz- und halbtägig; Physikalisches Kolloquium (mit Herweg), 2. — **Herweg**: Elektromagnetische Lichttheorie und Optik, 2, Übungen, 1; Drahtlose Telegraphie und Telephonie I, 2; Hochfrequenzpraktikum, 3. —

Universität Heidelberg. **Lenard**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker und Schmidt), 6; Physikalisches Seminar, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten (mit Becker und Schmidt), 35. — **Rasch**: Über elektrische Bahnen, 1. — **Strecker**: Einführung in die technische Physik, 2. — **Peppler**: Meteorologische Übungen, 3. — **Becker**: Theoretische Mechanik, 4; Theorie des Lichtquants, 1; Theoretisch-physikalische Übungen, 2 *g*. — **Schmidt**: Radiologie: Wellenstrahlung I: Das Licht und die Spektren, 2. —

Universität Innsbruck. **Schweidler**: Experimentalphysik I, 4; Physikalische Meßmethoden I, 1; Besprechungen neuerer Arbeiten aus dem Gebiete der kosmischen Physik (mit Defant), 1 *g*; Physikalisches Praktikum, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10 *g*. — **N. N.**: Theoretische Physik (ein noch zu bestimmender Abschnitt), 5, Seminarübungen, 20 *g*. — **Lerch**: Physik I, 5. — **Hammerl**: Wechselstromtechnik, 2 *g*. —

Universität Jena. **Wien**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 4; Physikalisches Praktikum: a) für Mathematiker und Physiker (mit Busch), 6, b) für Chemiker und Pharmazeuten (mit Busch), 4, c) für Mediziner und Landwirte (mit Busch), 3, d) für Fortgeschrittene (mit Busch und Joos), 10; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straubel, Busch und Joos), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau), 2 *g*. — **Busch**: Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Elastizität, Wärme, Optik, 2; Physikalisches Seminar (mit Joos), 1 *g*. — **Auerbach**: Einführung in die theoretische Physik: Begriffe, Prinzipien, Methoden, 3; Kinetische Theorie der Gase, 1; Das Weltbild der modernen Naturlehre, 1. — **Joos**: Molekulartheorie der physikalischen Eigenschaften der Stoffe, 2; Theorie der Ausbreitung der elektrischen Wellen, 1; Theoretisch-physikalisches Seminar, 1 *g*. — **Esau**: Gleichstromtechnik, 3; Kraftmaschinen für Landwirte, 1; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, *g*. — **Ambronn**: Einführung in die Theorie des Mikroskops, mit Übungen, 2; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Mikroskopie, tägl. — **Siedentopf**: Geschichte des Mikroskops, 1. —

Technische Hochschule Karlsruhe. **Gaede**: Physik I A, 2, II A, 2; Physikalisches Laboratorium, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Meßkunde I, 3; Theoretische Elektrizitätslehre I, 3; Elektrotechnisches Laboratorium I, 6, für Vorgeschrittene, einschließlich Hochspannungs-, Hochfrequenzmessungen und drahtlose Telegraphie (mit Richter und Hausrath), 8. — **Peppler**: Meteorologische Übungen, 4. — **Riede**: Technische Optik B: Wellen- und Strahlenlehre, 2; Ausgewählte Abschnitte der Atomtheorie, 1. — **Spuler**: Physiologische Optik, 2. —

Universität Kiel. **Geiger**: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 4; Radioaktivität, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 8 und 4, für Doktoranden (mit Kossel), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel und Zahn), $1^1/_2$ *g*. — **Kossel**: Theorie der Optik und Wärmestrahlung, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, für Vorgeschrittene, 1 *g*. — **Zahn**: Ergänzungen zur Experimentalphysik: Vorführung und Besprechung ausgewählter Versuche, 2; Meteorologie für Landwirte, 1. — **Martienssen**: Mechanische und elektrische Schwingungen und ihre technischen Anwendungen, 2. — **H. Schmidt**: Anleitung zu physikalischen Schülerübungen, 1. —

Universität Köln. **Rinkel**: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Elektrizität, 5; Physikalisches Seminar, 1 *g*; Kleines physikalisches Praktikum, 7; Großes physikalisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Försterling**: Analytische Mechanik, 4; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Falkenhagen**: Übungen zur analytischen Mechanik, 2; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, mit Übungen, 4; Grundlagen der Akustik, 1 *g*. — **Wever**: Theorie des Magnetismus, 1. —

Universität Königsberg i. Pr. **Kaufmann**: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum (mit Gans), 6; Seminaristische Übungen, $1^1/_2$ *g*; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, (mit Gans) $1^1/_2$ *g*. — **Hoffmann**: Experimentalphysik II: Elektrizitätslehre, 2; Radioaktivität, Röntgenstrahlen, Atombau, mit Demonstrationen, 1; Physikalisches Praktikum, 2. — **Gans**: Theorie des Lichts, 4; Übungen zur theoretischen

Physik, 1 *g*: Experimentelle und theoretische physikalische Arbeiten für Fortgeschrittene, ganztägig, *g*. — **Kretschmann**: Einführung in die Relativitätstheorie, 3; Theorie der spezifischen Wärme, 2. —

Universität Leipzig. **Wiener**: Experimentalphysik II: Licht, Magnetismus, Elektrizität, 4; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 2; Physikalisches Praktikum (mit Möbius und Kämpf), 9; Praktikum für Fortgeschrittene (mit Möbius und Kämpf), 9; Selbständige physikalische Arbeiten (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), tägl.; Physikalisches Praktikum für Mediziner (mit Möbius und Kämpf), 3; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*. — **N. N.**: Thermodynamik, 4; Selbständige physikalische Arbeiten (mit Schmidt), tägl. — **Marx**: Die experimentelle Messung an Kathoden-Radium-Röntgenstrahlen und ihre Theorie, 1; Quantentheorie und chemische Reaktionen, 1; Radiologisches Praktikum: Messung der Ionisation der Gase und der ionisierenden Strahlungen, 2. — **Haas**: Die Physik der Atome, *g*. — **Möbius**: Neuere Fortschritte der Spektroskopie, 1. — **Schiller**: Hydro- und Aerodynamik, 2; Besprechung von einzelnen Fragen und neuere Arbeiten der angewandten Mechanik, $1^1/_2$ *g*. — **Kämpf**: Farbenphotographie, 1. — **Karolus**: Elektrotechnik I, 1; Elektrische Meßtechnik, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 3. — **Schmidt**: Die Integralgleichungen der Mechanik, 2. — **Weickmann**: Das Problem der Wettervorhersage, 2 *g*; Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Arbeiten im Geophysikalischen Institut, tägl. *g*; Geophysikalisches Praktikum, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. —

Universität Marburg. **Schaefer**: Experimentalphysik II: Optik und Elektrizität, 5; Physikalisches Kolloquium, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Senftleben), 3 oder 6, für Mediziner (mit Senftleben), 3, für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze und Senftleben), tägl. — **Schulze**: Strahlungs- und Quantentheorie, 5; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2. — **Senftleben**: Einführung in die theoretische Physik: Optik, Elektrizität, 2. — **Berek**: Die Abbildung im Mikroskop und Fernrohr, 1; Berechnung optischer Systeme, 2; Einführung in die Meteorologie, 1. —

Universität München. **W. Wien**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 5; Physikalische Übungen, 4 oder 8; Anleitung zu selbständigen Arbeiten für Geübtere, tägl.; Übungen für Fortgeschrittene, ganztägig. — **Sommerfeld**: Mechanik, 4, Übungen, 2 *g*; Seminar (mit Wentzel), 2 *g*; Ausgewählte Fragen der Quantentheorie, 2. — **Graetz**: Einleitung in die theoretische Physik I, 4; Die neuere Entwicklung der physikalischen Vorstellungen und Begriffe, mit Demonstrationen, 1. — **Schmauss**: Meteorologie I, 4; Seminar, 1 *g*. — **Richardt**: Ausgewählte Kapitel der höheren Experimentalphysik, $2^1/_2$; Seminar über neuere Fragen der Experimentalphysik (mit Kirchner), $1^1/_2$ *g*. — **Donle**: Einführung in die elektromagnetische Lichttheorie, 2 *g*. — **Wentzel**: Vektoranalysis: Einführung in die theoretische Physik, 3; Optik der Kristalle, 1. — **Kirchner**: Lichtelektrizität mit Experimenten, 1. —

Technische Hochschule München. **Zenneck**: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, Magnetostatik, Elektrostatik, 6; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Fischer**: Grundzüge der Physik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 3; Elektron- und Atombau, 2; Elemente der theoretischen Physik I: Mechanik, Hydrodynamik, Elastizität, Gastheorie, Wärmelehre, 4, Übungen, 1; Praktisch-physikalische Übungen: Aufbau und Handhabung von Apparaten, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 8. — **Kühl**: Geometrische Optik, 2. — **v. Angerer**: Physik und Technik des Hochvakuums, 1. — **Knoblauch**: Anwendungen der Thermodynamik auf physikalisch-chemische Erscheinungen, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Reiher**: Einführung in die Gesetze der Wärmeübertragung: Leitung, Konvektion und Strahlung, 2; Einführung in die Gesetze der Schalltechnik, 1; Probleme des Wärmeschutzes und der Schalltechnik im Bauwesen, 2. — **Emden**: Meteorologie und Klimatologie, 2; Elektromagnetische Lichttheorie, 2. — **Dieckmann**: Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der angewandten Physik, nach Vereinbarung. — **Kulenkampff**: Die Röntgenstrahlen: Eigenschaften, physikalische und technische Bedeutung, 1. — **Nusselt**: Heizung und Lüftung, 3. —

Universität Münster. **G. Schmidt**: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Szivessy), 3 und 6, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Szivessy), 14 tägig, 2 *g*. — **Kratzer**: Elektrodynamik, 4, Übungen, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der Hydrodynamik, 3; Die Kristalle, 1; Theoretisch-physikalisches Seminar, 14tägig, 2 *g*. — **Szivessy**: Elektromagnetische Theorie des Lichtes, insbesondere Kristalloptik, 2. — **Siemens**: Elektrotechnik, insbesondere elektrische Kraftübertragung mit Vorführungen und Lichtbildern, 2 *g*. —

Universität Prag. **Rausch-Traubenberg**: Experimentalphysik, I, 5; Einführung in die Physik, 5; Physikalisches Praktikum I, 3 bzw. 6 *g*; Physikalische Vortragsübungen, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Frank und Fürth), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig *g*. — **Frank**: Differentialgleichungen der Mechanik und Physik, 4; Die Beziehungen zwischen Physik und Philosophie, 1; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Spitaler**: Kosmische Physik I: Astrophysik, 4; Geophysikalische Probleme, 1. — **Fürth**: Einführung in die theoretische Physik III, 4; Theorie der Strahlung, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig *g*. — **Pollak**: Allgemeine Klimatologie III, 2; Theoretische Meteorologie: Unperiodische Erscheinungen, 2. —

Technische Hochschule Prag. **Tuma**: Physik: Reine Mechanik, 5; Technische Physik, 3; Physikalisches Praktikum, 3 und 6. — **Lichtenecker**: Ausgewählte Kapitel der Physik: Grundzüge der Quantentheorie, 2. — **Koerner**: Thermodynamik, 2. —

Universität Rostock. **Füchtbauer**: Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, 4; Physikalische Übungen, 8; Physikalisches Seminar (Kolloquium) (mit Schottky), 14 tägig, $1^1/_2$ *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Schottky**: Elektro-Thermodynamik, 4, Übungen, 1; Relativitätstheorie, 14 tägig, $1^1/_2$. — **Falckenberg**: Allgemeine Meteorologie, 1; Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl., für Anfänger, 4. —

Technische Hochschule Stuttgart. **Regener**: Physik I: Experimentalmechanik einschließlich Akustik, 3, III: Elektrizität I, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittenere, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium: Besprechung neuerer Arbeiten (mit Ewald), $1^1/_2$. — **Reichenbach**: Physikalische Messungen, 2. — **Fues**: Einführung in die mathematische Behandlung der Physik, 2; Sondergebiet der theoretischen Physik, 2. — **Ewald**: Theoretische Physik I: Analytische Mechanik, 4 und 2; Thermodynamik der Oberflächen, 1. — **Glocker**: Röntgentechnik: Natur der Röntgenstrahlen, Erzeugung, Messung und technische Anwendungen, 2; Röntgenpraktikum für Anfänger, 3, für

Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium, tägl.; Übungen zur Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen, 3. —

Universität Tübingen. Gerlach: Experimentalphysik II: Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Die Gesetze der Strahlung und ihre Anwendungen, 1; Grundfragen der modernen Physik, 1; Physikalische Anfängerübungen, 4; Physikalische Übungen für Mediziner, 3; Wissenschaftliche Arbeiten (mit Back), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Landé und Back), 2. — **Landé**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Atomdynamik, 1. — **Back**: Der Zeemaneffekt, 1. —

Universität Wien. N. N.: Experimentalphysik I, 5, Demonstrationsergänzung, 1 *g*; Mittelschul-Experimentier-Praktikum, 3; Anleitung für wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Besprechung neuerer Arbeiten, 1 *g*. — **Jäger**: Aus der kinetischen Theorie der Materie, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Meyer**: Radioaktivität, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitut, nach Vereinbarung. — **Ehrenhaft**: Experimentalphysik I, 5, Demonstrationsergänzungen, nach Vereinbarung; Mathematische Ergänzungen, 1; Seminar: Aus der Physik der mikroskopischen und submikroskopischen Materie, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Haschek**: Physikalisches Praktikum, 6, für Vorgeschrittene, 12. — **Thirring**: Theoretische Optik, 5; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Kottler**: Mechanik, 5. — **Lampa**: Didaktik des physikalischen Unterrichts, 2. — **Przibram**: Experimentelle Atomistik, 3. — **Haas**: Thermodynamik homogener Systeme, 1. — **Hauer**: Anleitung zu Arbeiten auf dem Gebiete der medizinischen Physik, 12. — **Sirk**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 2; Vektoranalysis, 1. — **Flamm**: Quantisierung als Eigenwertproblem, 1. — **Smekal**: Partielle Differentialgleichungen der Physik I, 3; Atom- und Kristallbau, 3; Physikalisches Praktikum, 6. — **Konstantinowsky**: Der elektrische Durchschlag fester Dielektrika, 1. — **Kirsch**: Einführung in wissenschaftliche Arbeiten, 4; Die Rolle der Radioaktivität des Erdkörpers, 2. — **Exner**: Ausgewählte Kapitel aus der theoretischen Meteorologie, 3; Besprechung neuerer Arbeiten aus Meteorologie und Geophysik, 2 *g*. — **Wagner**: Physik der Sonne mit besonderer Berücksichtigung der Strahlung, 1. — **Conrad**: Klimatypen in den Alpen, 2. —

Technische Hochschule Wien. Mache: Physik, 3; Ausgewählte Kapitel der Physik, 2; Physikalisches Praktikum II, 30, für Feuerungs- und Gastechniker, 4. — **Flamm**: Physik; Physikalische Optik, 2; Geometrische Optik, 2; Quantentheorie, 1. — **Aigner**: Spezialvorlesungen aus technischer Physik; Elektrische Meßinstrumente, 4. — **Smekal**: Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Atom- und Kristallbau, 3. — **v. Hofe**: Über Fernrohre, 2. — **Bauer**: Relativitätstheorie, 2. —

Universität Würzburg. Harms: Theoretische Physik: Kinetische Gastheorie, Hydrodynamik, 4, Übungen, 1 *g*; Vektoranalysis, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Wagner**: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler und Chemiker, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 3, für Fortgeschrittene, halbtägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Glaser**: Grundlagen der Atomphysik, 1 *g*; Technische Physik: Technische Wärmelehre, Kälte- und Wärmekraftmaschinen, Pumpen, Kompressoren und Gebläse, mit besonderer Berücksichtigung der chemischen Technik, 4, Übungen, nach Vereinbarung *g*; Technik und Wirtschaft: Flugtechnik, mit Lichtbildern, 1 *g*; Anleitung zur Ausführung selbständiger Arbeiten, tägl.; Besprechung aus physikalischen Sondergebieten, sowie Exkursionen, nach Vereinbarung *g*. —

Universität Zürich. E. Meyer: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen, 1; Seminar (mit Bär), 2 *g*; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerücktere, halbtägig; Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schrödinger), 2 *g*. — **Schrödinger**: Theorie des Lichtes, 5; Proseminar für theoretische Physik, 1; Seminar, 14tägig, 2; Materie und Strahlung, 2. — **Ratnowsky**: Molekulartheorie magnetischer und elektrischer Eigenschaften der Körper, 2. — **Bär**: Übungen im Demonstrieren von Schulexperimenten, 2; Die optischen Instrumente, 1. —

Technische Hochschule Zürich. Debye: Physik: Mechanik, Akustik, Elektrizität, 4, Repetitorium, 1; Mathematische Hilfsmittel der Physik, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12, 24; Physikalisches Praktikum, für Anfänger (mit Scherrer und Tank), 4 und 8; Physikalisches Kolloquium (mit Scherrer und Tank), 2. — **Scherrer**: Experimentalphysik, 4, Repetitorium, 1; Probleme der kosmischen Physik, 2; Vollpraktikum und Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, 8, 12, 24. — **Tank**: Physik I, 3, Übungen, 1; Drahtlose Telegraphie, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12, 24. — **N. N.**: Photographie, I, 2; Photographisches Praktikum, 2. — **Dällenbach**: Elektrische Leitfähigkeit und Durchschlag fester und flüssiger Isolatoren, 1 *g*. — **Hückel**: Theorie des Fluges, 2. — **Kienast**: Besselsche und andere transzendente Funktionen der mathematischen Physik, 2. — **Schild**: Theoretische Telephonie, 1. —

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Die Privatdozenten an der Universität Göttingen Dr. Albert Betz (angewandte Mechanik) und Dr. Otto Oldenberg (Physik) zu a. o. Professoren, der Privatdozent an der Universität Jena Dr. Otto v. Gruber zum ord. Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule Stuttgart, der a. o. Professor an der Universität Rostock Dr. Walter Schottky zum ord. Professor der Physik ebenda, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen Dr. Ludwig Neder in gleicher Eigenschaft an der Universität Münster, der a. o. Professor für Theorie der unendlichen Reihen von der Universität Berlin Dr. Gabriel Szegö zum ord. Prof. der Mathematik an der Universität Königsberg, Dr. Max Vierheller aus Frankfurt a. M. zum a. o. Professor der Physik an der National-Universität in La Plata, Dr. Joseph H. Simons von der Universität von Portorico zum Professor der Chemie an der Northwestern University in Chicago.

Ehrung: Der Direktor der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft in Berlin Professor Dr. Ing. Petersen und der ord. Professor der Physik an der Universität Göttingen Dr. James Frank zu Mitgliedern des Kuratoriums der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, der ord. Professor der Physik an der Universität München Geheimrat Dr. Wilhelm Wien zum Dr. in Scientia h. c. von der British Association for the advancement of science.

Gestorben: Der ord. Professor für organische und physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Hannover Geh. Regierungsrat Dr. Robert Behrend, der Direktor an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Geh. Regierungsrat Professor Dr. Ludwig Holborn, der ord. Professor der anorganischen Chemie an der Universität Jena Dr. Alexander Gutbier, der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Leipzig Geh. Hofrat Dr. Theodor Des Coudres, der Professor der Chemie am Gottesbury College (Pennsylvania) Dr. Edw. S. Breidenhaugh.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.